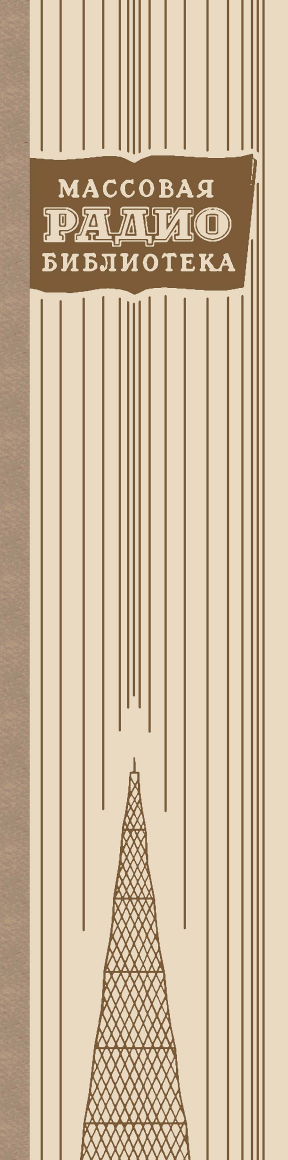




С. Э. ХАЙКИН

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ



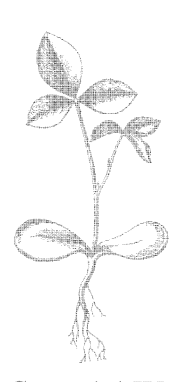
ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА

Выпуск 325

С. Э. ХАЙКИН

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ







ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1959 ЛЕНИНГРАД

В книге подробно рассматриваются возникновение и распространение электромагнитных волн в пространстве и электрические колебания в контурах и линиях применительно к тем конкретным условиям, в которых эти явления протекают в процессах радиопередачи и радиоприема.

Книга предназначена для читателей, владеющих элементарными знаниями по физике и математике, и может служить для них введением в изучение физических основ радиотехники.

Хайкин Семен Эммануилович

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Редактор *И. П. Жеребцов* Техн. редактор *Г. И. Матвеев*

Сдано в п-во 11/XII 1958 г. Подписано к печати 10/II 1959 г.
Бумага $84 \times 108^1/_{32}$ 13,6 п. л. Уч.-изд. л. 14,6
Т-0.804 Тираж 40 000 экз. Цена 6 р. 85 к. Зак. 1548

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Процесс передачи и приема сигналов по радио состоит из цепи физических явлений, правильное понимание которых необходимо для овладения основами радиотехники. Эти явления можно разделить на две группы: те, которые лежат в основе процессов излучения, распространения и приема радиоволн, и те, которые связаны с процессами возбуждения электрических колебаний, их усиления, модуляции и детектирования. Настоящая книга посвящена изложению только первой группы этих явлений. Явления второй группы в ней лишь затрагиваются там, где это необходимо, но не рассматриваются по существу.

Такое разделение оказывается возможным и целесообразным потому, что две упомянутые группы явлений не очень тесно связаны между собой и для понимания первой группы явлений требуется не детальное знакомство с явлениями второй группы, а лишь общие сведения о них в том объеме, которыми владеет каждый радиолюбитель. Несколько более высокие требования предъявляет настоящая книга к подготовке читателя в области физики, не только в смысле определенного объема формальных знаний, но и особенно в отношении навыков в чтении популярной физической литературы, рассматривающей сложные по существу физические вопросы.

В книге рассматриваются только сами физические явления, а не методы их практического применения для целей передачи и приема радиосигналов. Предполагается, что с этой стороной вопроса читатель более или менее знаком.

Рассматриваемыми в книге явлениями, конечно, далеко не исчерпываются все процессы, которые играют роль в радиопередаче и радиоприеме.

К тому же и рассмотренные в книге явления описываются применительно к конкретной обстановке, отнюдь не охватывающей всех случаев, встречающихся в процессах радиопередачи и радиоприема. Например, в книге совсем не освещаются специфические особенности электромагнитных колебаний и волн в области сверхвысоких частот (распространение радиоволн в волноводах, антенны сверхвысоких частот и т. п.).

Поэтому читатель не найдет в книге прямого объяснения многих физических явлений, с которыми приходится сталкиваться в радиотехнике, но этого и не может дать книга ограниченного объема. В книге изложены только основные физические явления, наиболее важные не с точки зрения их практического применения, а с точки зрения их значения для понимания всех вообще процессов, используемых в радиотехнике.

Как ясно из сказанного, настоящая книга не может служить пособием к непосредственной практической деятельности радиолюбителя. Цель ее иная — помочь радиолюбителю разобраться в сущности тех физических явлений, с которыми ему приходится сталкиваться в своей практической деятельности. И если этой цели книга достигнет, автор будет считать свою задачу выполненной.

С. Хайкин

СОДЕРЖАНИЕ

Глава четвертая

Передача и прием радиоволн

ВВЕДЕНИЕ

В цепи физических явлений, которые лежат в основе процесса передачи и приема сигналов по радио, центральное место занимает распространение электромагнитной энергии на значительные расстояния без помощи проводов. Передача на значительные расстояния электромагнитной энергии (и, в частности, электрических сигналов) при помощи проводов представляется на первый взгляд гораздо более доступной пониманию, чем передача без помощи проводов. Однако такой взгляд по существу не является сколько-нибудь обоснованным. Передача электромагнитной энергии при помощи проводов представляет собой лишь с внешней стороны более наглядный случай, чем передача электромагнитной энергии без помощи проводов, и поэтому кажется более доступной для понимания. По существу же между двумя этими случаями нет такого глубокого различия, которое делало бы второй более трудным для понимания, чем первый. Более того, в основе процессов передачи электромагнитной энергии с помощью проводов и без их помощи лежат одни и те же электромагнитные явления, знакомство с которыми в одинаковой мере обеспечивает понимание как того, так и другого процессов. Можно сказать еще больше: правильное понимание обоих процессов сводится именно к тому, чтобы усмотреть единую сущность явлений передачи электромагнитной энергии с помощью проводов и без проводов. Эти соображения и положены в основу изложения вопросов излучения и распространения электромагнитных волн. Изложение построено таким образом, чтобы было обеспечено правильное (в указанном выше смысле) понимание центрального вопроса о том, как электромагнитная энергия и, в частности, радиосигналы распространяются на значительные расстояния. С этой целью изложение начинается с рассмотрения электромагнитных явлений в свободном

пространстве и на основе развитых представлений об этих явлениях рассматривается картина распространения электромагнитной энергии вдоль длинной электрической линии.

Далее, описываются явления, происходящие в электрических цепях, содержащих емкости и индуктивности. Постепенное усложнение этих цепей снова приводит к длинным линиям. Такое изложение помогает проследить общность электромагнитных явлений, происходящих в свободном пространстве и электрических цепях.

Помимо существа физических явлений, лежащих в основе процессов передачи и приема радиосигналов, в книге рассматриваются некоторые специфические условия, в которых эти явления протекают. Это сделано для того, чтобы облегчить читателю переход от явлений в «чистом виде», описанных в книге, к явлениям, протекающим в конкретных условиях процессов передачи и приема сигналов по радио.

Количественные соотношения, приводимые в книге лишь постольку, поскольку они необходимы для понимания существа физических явлений, не предназначены для выполнения технических расчетов. Поэтому в книге применяется преимущественно гауссова система единиц, чаще всего используемая в физике при описании электромагнитных явлений. Это значит, что везде (кроме некоторых отдельных, специально оговоренных случаев) электрические величины выражаются в абсолютных электростатических единицах (CGSε), а магнитные величины — в абсолютных электромагнитных единицах (CGSμ).

Глава первая

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

1. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Электрическое поле существует вокруг всякого электрического заряда. Электрические заряды взаимодействуют (одноименные отталкиваются, а разноименные притягиваются) именно потому, что каждый заряд создает вокруг себя электрическое поле, а оно действует на другой заряд с некоторой силой. По величине и направлению этой силы мы определяем *напряженность* электрического поля.

Напряженность электрического поля в данной точке по направлению и величине совпадает с той силой, с которой поле действует на помещенный в данную точку положительный электрический заряд, равный единице количества электричества (так называемый пробный заряд).

Напряженность в разных точках поля можно характеризовать при помощи *силовых линий*. Это такие линии, направление которых в каждой точке совпадает с направлением силы, действующей в этой точке на пробный заряд.

Под влиянием силы электрического поля заряд, находящийся в поле, приобретает ускорение в том направлении, в котором на него действует сила. Однако направление движения заряда не обязательно совпадает с направлением действия силы. Если заряд уже обладает какой-то скоростью, то вследствие инерции он не будет двигаться в направлении действия силы, если направление силы не совпадает с направлением той скорости, которую заряд уже имеет. Следовательно, силовые линии — это линии, по которым двигался бы положительный электрический заряд в случае, когда не было бы влияния его инерции,

например, если бы мы удерживали этот заряд так, чтобы он очень медленно двигался в направлении действующей на него силы.

Расположение силовых линий поля зависит от расположения электрических зарядов. Так, например, в случае заряженного шара силовые линии расположены вокруг шара по радиусам. Они направлены от шара, если шар заряжен положительно (рис. 1), и к шару, если он заряжен отрицательно (рис. 2), так как в первом случае положительные заряды отталкиваются от шара, а во втором — притягиваются к нему.

Силовые линии характеризуют не только направление, но и величину напряженности электрического

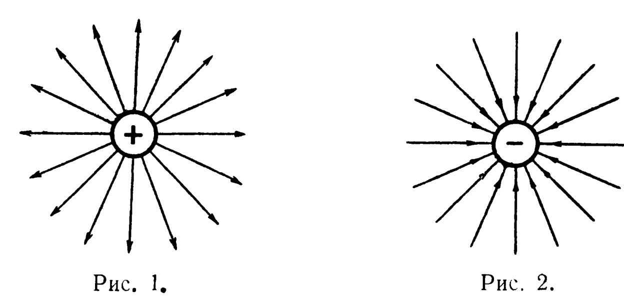


Рис. 1. Рис. 2.

поля. Где силовые линии расположены гуще, там напряженность поля больше. В рассматриваемом случае заряженного шара густота силовых линий уменьшается по мере удаления от шара; это соответствует тому, что напряженность поля при удалении от шара убывает. Напряженность электрического поля, создаваемого зарядом, пропорциональна величине заряда. Поэтому густота силовых линий поля должна быть пропорциональной величине заряда, который это поле создает. Например, если в случае двух одинаковых шаров второй заряжен вдвое бо́льшим количеством электричества, чем первый, то силовые линии поля второго шара должны быть расположены вдвое гуще, чем силовые линии поля первого шара.

В случае большой заряженной пластины заряд по поверхности пластины распределяется равномерно (кроме участков, близких к краям пластины), и поэтому во всех точках, где кратчайшее расстояние до пластины мало по сравнению с расстоянием до краев ее, напряженность поля одинакова. Соответственно силовые линии электрического поля заряженной пластины направлены перпенди-

кулярно пластине и густота их во всех точках одинакова. На рис. 3 изображены силовые линии полей положительно и отрицательно заряженной пластины (абсолютная величина зарядов на рис. *а* больше, чем на рис. *б*).

Такое поле, напряженность которого во всех точках одинакова по величине и направлению, называется однородным. Напряженность электрического поля большой

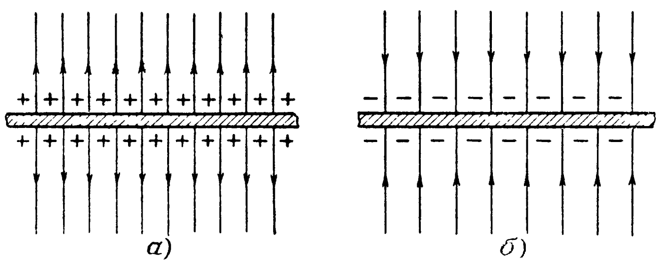


Рис. 3.

пластины, как и всякого поля, создаваемого электрическими зарядами, пропорциональна величине заряда пластины. Поэтому напряженность поля пропорциональна количеству электричества, приходящегося на единицу площади пластины, т. е. поверхностной плотности электрического заряда σ. Коэффициент пропорциональности между напряженностью поля E вблизи пластины и поверхностной плотностью заряда на ней σ, как показывают расчеты, равен 2π. Следовательно, во всей той области, где электрическое поле можно считать однородным (т. е. на расстояниях, заметно меньших, чем размер пластины),

$$E = 2\pi\sigma.$$

Силовые линии электрического поля, создаваемого электрическими зарядами, начинаются на положительных зарядах и кончаются на отрицательных. Так как одинаковые по величине, но противоположные по знаку заряды создают электрические поля, напряженность которых одинакова по величине, но противоположна по направлению, то число силовых линий, которые начинаются на данном положительном заряде, должно быть равно числу силовых линий, которые кончаются на таком же по величине отрицательном заряде. Поэтому, если расположить достаточно близко друг к другу два равных по величине, но разноименных заряда, то все силовые линии поля, начинающиеся на положительном заряде, будут кончаться на отрицательном (рис. 4).

Так как напряженность электрического поля в каждой точке имеет не только определенную величину, но и определенное напряжение (такие «направленные величины» называются векторными величинами или векторами), то напряженность поля в каждой точке можно изобразить стрелкой, длина которой в некотором условном масштабе выражает величину напряженности поля, а направление стрелки указывает направление напряженности поля.

От изображения электрического поля при помощи силовых линий нетрудно перейти к изображению поля при помощи стрелок. Направление напряженности поля в каждой

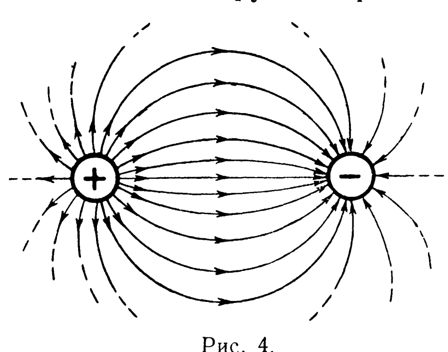


Рис. 4.

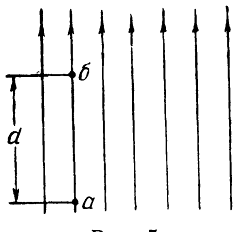


Рис. 5.

точке совпадает с направлением силовой линии. Если силовые линии являются прямыми, то стрелка просто совпадает с линией, если же силовые линии являются кривыми, то стрелка направлена по касательной к силовой линии. Длина стрелки должна быть пропорциональной напряженности поля, т. е. там, где силовые линии расположены гуще, стрелки должны быть длиннее, там, где силовые линии реже, стрелки должны быть короче.

Наряду с напряженностью электрического поля, которая характеризует поле в данной точке пространства, важной характеристикой электрического поля служит **напряжение** между какими-либо двумя точками поля. Связь напряженности электрического поля с напряжением между какими-либо двумя точками этого поля наиболее проста в случае однородного поля. Если мы выберем в таком поле две точки *а* и *б*, лежащие на одной силовой линии (рис. 5), то напряжение между этими точками

$$U = Ed,$$

где E — напряженность поля, а d — расстояние между точками *а* и *б*.

В случае неоднородного поля (т. е. поля, в котором напряженность меняется от точки к точке) связь между напряженностью поля и напряжением более сложна, но качественно картина остается прежней: чем больше расстояние между точками, лежащими на одной и той же силовой линии, тем больше напряжение между этими точками. Если напряжение измеряется в вольтах, то напряженность поля, которая в простейшем случае однородного поля представляет собой частное от деления напряжения на расстояние между точками, измеряется в вольтах на сантиметр (*в/см*) или вольтах на метр (*в/м*).

Поскольку электрические заряды взаимодействуют, то для продвижения зарядов против сил взаимодействия — сближения одноименных зарядов или удаления разноименных зарядов — нужно затрачивать работу. Наоборот, если заряды будут предоставлены самим себе, то одноименные заряды будут удаляться друг от друга, а разноименные приближаться друг к другу. При этом силы взаимодействия между зарядами будут совершать как раз такую работу, какая была затрачена на сближение одноименных зарядов или удаление разноименных. Совершаемая силами взаимодействия работа идет на ускорение зарядов — на сообщение им кинетической энергии. Так как взаимодействующие заряды способны совершать работу, значит они обладают энергией. Эта энергия сосредоточена в том электрическом поле, которое создано зарядами. Она связана с электрическим полем, и если поле исчезает, то электрическая энергия превращается в другой вид энергии.

2. ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Электрическое поле действует по-разному на помещенные в него различные тела. В зависимости от характера действия электрического поля все тела можно разделить на три основные группы: проводники, изоляторы или диэлектрики и занимающие промежуточное положение между первыми и вторыми полупроводники. Рассмотрим свойства проводников и их поведение в электрическом поле.

Поведение тел в электрическом поле определяется свойствами атомов, из которых эти тела построены. Как известно, в состав атомов входят электрически заряженные частицы, содержащие одинаковые по величине, но разные по знаку заряды. Положительно заряженные частицы (протоны) входят в состав ядра атома, а отрица-

тельно заряженные частицы (электроны) образуют «электронную оболочку» атома.

В нормальном состоянии всякий атом содержит одинаковое число протонов и электронов, и поэтому его общий электрический заряд равен нулю (так называемый нейтральный атом). Электроны удерживаются в атоме силами электрического притяжения к ядру. Эти силы в различных атомах имеют различную величину. Если эти силы малы, то электрон легко может быть вырван внешними воздействиями из электронной оболочки атома, и тогда вследствие того, что число электронов в атоме стало меньше числа протонов, общий заряд атома оказывается положительным — атом превращается в положительный ион.

В некоторых телах, в первую очередь в металлах, часть электронов удерживается в атомах столь слабыми силами, что они легко могут вылетать за пределы атома и двигаться в теле, пока не будут захвачены каким-либо другим атомом, к которому они подошли на достаточно близкое расстояние. В этом случае тело состоит уже не из нейтральных атомов, а из почти неподвижных положительных ионов, между которыми хаотически движутся потерявшие связь с атомами «электроны». Это тепловое движение аналогично тепловому движению частиц газа.

Если такое тело помещено в электрическое поле, то это поле сообщает всем свободным электронам ускорение в одном и том же направлении, противоположном направлению поля (на отрицательные заряды со стороны электрического поля действуют силы, направленные в сторону, противоположную направлению поля). Пока электрическое поле отсутствует, свободные электроны движутся хаотически, т. е. во всевозможных направлениях и с различными скоростями, но с одинаковой средней скоростью во всех направлениях. В этом случае через любое сечение тела за любой промежуток времени пролетает в обе стороны одинаковое число электронов, т. е. общее количество электричества, прошедшее через это сечение за единицу времени, равно нулю (так как одинаковое количество электричества проходит через сечение в двух противоположных направлениях).

Когда же электрическое поле сообщает всем хаотически движущимся электронам ускорение в одном и том же направлении, то скорость движущихся в этом направлении электронов будет возрастать, а движущихся в обратном направлении — уменьшаться. В результате этого средняя

скорость движения свободных электронов в направлении сообщаемого им полем ускорения окажется большей, чем в противоположном направлении.

Правда, разница в средних скоростях электронов в направлениях против поля и по полю обычно бывает очень малой. Это объясняется тем, что средняя скорость хаотического движения электронов велика; она тем больше, чем больше температура (при комнатной температуре она составляет около 100 *км/сек*). Средняя же скорость, сообщаемая электронам электрическим полем, несравненно меньше; даже при очень сильных электрических полях она не превышает 100 *м/сек*, а при тех электрических полях, с которыми обычно приходится иметь дело на практике, она обычно составляет малые доли сантиметра в секунду.

Но даже очень небольшое различие в средних скоростях электронов в двух направлениях коренным образом изменяет всю картину. В двух противоположных направлениях будет проходить уже различное количество электронов. А так как число электронов в теле очень велико, то даже очень небольшое различие в средних скоростях приводит к тому, что избыток числа электронов, проходящих через сечение в направлении большей средней скорости, по сравнению с числом электронов, проходящих в направлении меньшей средней скорости, очень велик.

Для пояснения сказанного перейдем к конкретным числам. В 1 *см*^{3} металла содержится примерно $1 \cdot 10^{23}$ свободных электронов. Они совершают хаотическое движение во всех направлениях со средней скоростью порядка 100 *км/сек*, т. е. $1 \cdot 10^7$ *см/сек*. При этом в секунду через площадку в 1 *см*^{2} будет проходить в каждую сторону (т. е. в одном из шести возможных направлений) число электронов порядка $1 \cdot 10^{29}$. В отсутствие электрического поля это число будет точно одинаковым во всех направлениях. Но если в металле существует электрическое поле, которое в направлении против поля увеличивает среднюю скорость хаотического движения электронов, а в направлении по полю уменьшает эту среднюю скорость на 0,1 *см/сек*, т. е. увеличивает и уменьшает среднюю скорость на $1 \cdot 10^{-8}$ ее величины, то в таком же отношении соответственно увеличивается и уменьшается число электронов, проходящих в обе стороны через перпендикулярную направлению поля площадку в 1 *см*^{2}. Следовательно, в направлении против поля в 1 *сек* будет проходить электронов на $1 \cdot 10^{21}$

больше, а в направлении по полю на $1 \cdot 10^{21}$ меньше, чем в отсутствие поля.

Избыток числа электронов, проходящих в 1 *сек* в первом направлении, над числом электронов, проходящих во втором направлении, составит $2 \cdot 10^{21}$. Так как заряд электрона составляет $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *к* (кулона), то этот избыток соответствует заряду в 320 *к*. Такой большой заряд будет проходить в 1 *сек* через площадку в 1 *см*^{2} в результате изменения средних скоростей хаотического движения под действием электрического поля. Это значит, что в теле появится электрический ток в 320 *а* на каждый квадратный сантиметр сечения, перпендикулярного направлению поля. Направление этого тока обратно направлению, в котором средняя скорость движения электронов больше (так как направлением тока установлено считать направление движения положительных зарядов), т. е. совпадает с направлением вызвавшего его электрического поля.

Тела, в которых под действием электрического поля возникает электрический ток, называются проводниками электричества. В рассмотренном случае электрический ток создается движением электронов, и проводники с таким механизмом возникновения тока называются проводниками с электронной проводимостью. Ее называют иногда также металлической проводимостью, так как она характерна главным образом для металлов. В других телах, преимущественно жидкостях (например, растворах кислот и солей), свободные электроны отсутствуют, но зато образуются положительные и отрицательные ионы, т. е. части молекул, в которых соответственно число протонов преобладает над числом электронов и наоборот. В этих жидкостях под действием электрического поля, помимо хаотического движения ионов, возникает их регулярное движение: положительных — по направлению поля и отрицательных — в направлении против поля. Это движение ионов и создает электрический ток. Такие проводники называются проводниками с ионной проводимостью.

Газ, состоящий из нейтральных молекул, не является проводником, так как в нем отсутствуют заряженные частицы, которые могли бы под действием электрического поля создавать ток. Но если под влиянием каких-либо причин нейтральные атомы газа превращаются в ионы, то в таком ионизованном газе под действием электрического поля, помимо хаотического движения ионов, возникает их регулярное движение, которое и создает электри-

ческий ток. Образование ионов в газе может быть вызвано как внешними причинами, например воздействием света или быстрых заряженных частиц, так и самим электрическим полем. В первом случае проводимость газов называется несамостоятельной, во втором — самостоятельной.

Свойства проводников мы рассмотрим ниже, а сейчас остановимся на важном применении проводников в качестве экранов для электрических полей. Поместим заряженное тело в металлическую коробку (рис. 6,*а*). Если тело заряжено положительно, то созданное им электрическое

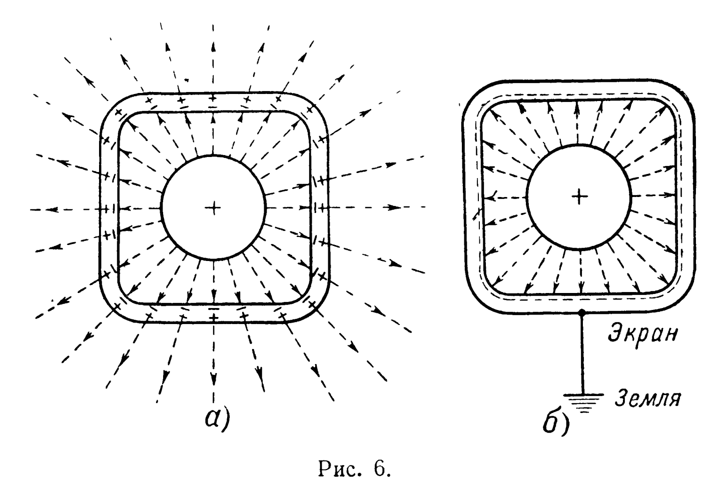


Рис. 6.

поле, проникнув в металл коробки, заставит электроны металла двигаться к внутренней поверхности стенок коробки. Вследствие этого на внутренней поверхности коробки образуется отрицательный заряд, а на внешней поверхности — положительный. Движение электронов будет продолжаться до тех пор, пока электрическое поле будет проникать внутрь металла коробки.

Но когда на внутренней стороне стенок коробки образуется отрицательный заряд, по величине равный заряду заключенного в коробке тела, то все силовые линии электрического поля, начинающиеся на этом заряде, будут кончаться на отрицательных зарядах внутренней поверхности коробки. Это значит, что электрическое поле заряда, помещенного внутри коробки, уже не проникает в металл коробки, и следовательно, дальнейшее движение электронов прекратится. При этом недостаток электронов на

внешней поверхности коробки будет как раз равен их избытку на внутренней поверхности, т. е. на внешней поверхности коробки образуется положительный заряд, равный заряду помещенного внутри коробки тела. Этот заряд будет создавать во внешнем пространстве такое же электрическое поле, какое создавало бы само заряженное тело в отсутствие коробки. Таким образом, сама по себе металлическая коробка не изменяет существенно характера электрического поля, создаваемого во внешнем пространстве заряженным телом.

Но положение коренным образом изменится, если мы соединим коробку металлическим проводом с землей (рис. 6,*б*). Так как земля представляет собой проводник, то имеющиеся в ней свободные электроны под действием электрического поля, созданного положительным зарядом на внешней поверхности коробки, будут из земли двигаться по проводнику, соединяющему ее с коробкой. Электроны, перемещающиеся по проводнику к коробке, компенсируют недостаток электронов на внешней поверхности коробки, т. е. уничтожат ее положительный заряд. При этом образуется соответствующий недостаток электронов или положительный заряд в земле, но распределенный по огромной поверхности земли, он никаких заметных электрических полей не создаст. Таким образом, заземление коробки приводит к тому, что, несмотря на наличие заряженного тела внутри коробки, никаких электрических полей вне коробки не возникнет. Заземленная металлическая коробка действует как экран для электрических полей, существующих внутри коробки.

Наоборот, если заряженное положительное тело находится вне коробки, то избыток электронов образуется на внешней поверхности коробки, а следовательно, на внутренней поверхности образуется недостаток электронов, т. е. появляется положительный заряд. Если бы коробка не была заземлена, то образовавшийся на внутренней поверхности положительный заряд создал бы электрическое поле внутри коробки, т. е. электрическое поле как бы проникло извне внутрь коробки. Но поскольку коробка заземлена, возникнет движение электронов от земли к внутренней поверхности коробки, положительный заряд ее будет компенсирован и поле внутри кробки будет отсутствовать.

Ясно, что совершенно так же действует заземленная коробка и в случае отрицательно заряженного тела, толь-

ко движение электронов, компенсирующих заряд на стенке коробки, будет происходить в обратном направлении. Такие заземленные металлические экраны-коробки или отдельные заземленные стенки, если нужно создать экран для электрических полей, действующих с одной стороны, широко применяются для защиты от воздействия электрических полей.

3. СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ

При прохождении тока по проводнику участвующие в образовании тока заряженные частицы сталкиваются с другими частицами (ионами или нейтральными атомами и молекулами) и теряют ту скорость, которую им сообщило электрическое поле. Кинетическая энергия, которую получили частицы под действием сил электрического поля, превращается при этом в тепловую энергию и нагревает проводник. Частые столкновения приводят к тому, что скорость регулярного движения заряженной частицы не растет все время, как было бы, если бы заряженная частица двигалась в электрическом поле, не испытывая столкновений, а возрастает до некоторой величины, затем падает до нуля, снова возрастает до той же величины и т. д. Поэтому средняя скорость регулярного движения частиц остается постоянной, несмотря на то, что электрическое поле действует все время и ускоряет заряженные частицы. Иначе говоря, регулярное движение заряженных частиц в среднем происходит так, как если бы эти частицы все время испытывали постоянное сопротивление своему движению. Силы электрического поля вызывают ускорение отдельных заряженных частиц и тем самым увеличивают среднюю скорость движения. Работа этих сил в конечном счете затрачивается на преодоление того сопротивления, которое испытывают заряженные частицы при движении по проводнику.

Величина электрического сопротивления проводника может быть для разных проводников весьма различной и зависит не только от строения проводника, но и от его температуры. Но все проводники обладают электрическим сопротивлением; исключение составляют лишь некоторые проводники при очень низких температурах (так называемое явление сверхпроводимости). Вследствие наличия сопротивления электрический ток в проводниках существует только, пока в проводнике есть электрическое поле. Когда электрическое поле исчезает, регулярное движение элек-

трических зарядов очень быстро затухает и электрический ток прекращается.

Средняя скорость регулярного движения заряженных частиц составляет половину той наибольшей скорости регулярного движения, которую набирает под действием поля каждая частица между двумя соударениями. При неизменных прочих условиях (характере соударений, величине промежутка времени между двумя соударениями электрона[1] и т. д.) и наибольшая и средняя скорости регулярного движения пропорциональны напряженности электрического поля в проводнике. Если вместе с тем число заряженных частиц, участвующих в образовании тока, остается неизменным, то величина тока также оказывается пропорциональной напряженности поля в проводнике. Поскольку, наконец, напряжение между двумя точками в электрическом поле при неизменном характере поля пропорционально напряженности поля, то величина тока I оказывается пропорциональной напряжению U на концах проводника. Это — известный закон Ома:

$$I = \frac{U}{R}.$$

Он соблюдается только при некоторых указанных выше условиях. Эти условия и в первую очередь постоянство числа заряженных частиц, участвующих в образовании тока, выполняются во многих случаях, в частности в металлических проводниках. Пропорциональность между напряжением и током означает, что сопротивление проводника при изменении напряжения остается неизменным. Оно не зависит от величины приложенного к проводнику напряжения, а вместе с тем и от текущего по нему тока.

В случае, когда указанные выше условия не соблюдаются, например если число заряженных частиц, участвующих в образовании тока, зависит от напряженности электрического поля в проводнике, то пропорциональность между напряженностью поля и величиной тока нарушается и для таких проводников закон Ома уже несправедлив. Вследствие того, что величина тока в таких проводниках изменяется непропорционально приложенному напряжению, сопротивление этих проводников не остается постоян-

[1] Этот промежуток времени зависит от скорости движения электронов, которая определяется главным образом хаотическим движением их и практически не изменяется под действием электрического поля.

ным, а изменяется при изменении приложенного к ним напряжения и протекающего по ним тока.

Свойства всякого проводника можно изобразить графически. Если по горизонтальной оси откладывать величину напряжения U, подводимого к проводнику, а по вертикальной оси — соответствующую этому напряжению величину тока I, то каждая точка на графике будет соответствовать определенному режиму в цепи. В тех случаях, когда проводник обладает постоянным сопротивлением, не зависящим от направления и величины подведенного напряжения, мы получим, очевидно, ряд точек, лежащих на одной прямой линии (рис. 7). Эта линия будет прямой потому, что ток в проводнике прямо пропорционален напряжению.

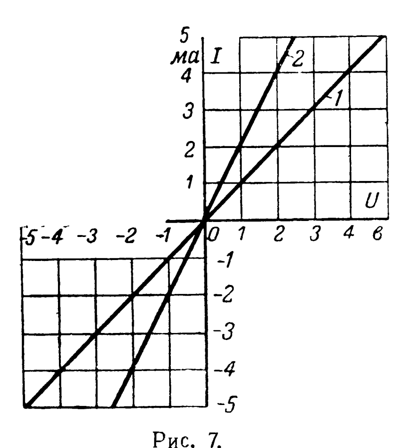
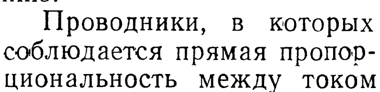


Рис. 7.


Проводники, в которых соблюдается прямая пропорциональность между током и напряжением, называют линейными (так как прямая пропорциональность есть частный случай линейной зависимости).

Прямая, изображающая зависимость тока от напряжения, будет подниматься тем круче, чем меньше сопротивление проводника, так как одним и тем же напряжениям в случае меньших сопротивлений соответствуют бо́льшие токи. Величину сопротивления можно определить по одной из точек прямой. Например, при напряжении +1 *в* прямая *1* на рис. 7 проходит чрез точку, соответствующую 1 *ма*, т. е. сопротивление

$$R_1 = \frac{1}{0{,}001} = 1\,000 \text{ ом},$$

а прямая *2* — через точку, соответствующую 2 *ма*, т. е. сопротивление

$$R_2 = \frac{1}{0{,}002} = 500 \text{ ом}.$$

Линия, изображающая графически зависимость между напряжением и током для какого-либо проводника, назы-

вается вольт-амперной характеристикой этого проводника (иногда ее для краткости называют просто характеристикой проводника). Итак, вольт-амперной характеристикой проводника, подчиняющегося закону Ома, или линейного проводника является прямая линия.

Иной вид имеют характеристики проводников, не подчиняющихся закону Ома, или нелинейных проводников. Так как ток в этом случае изменяется непропорционально приложенному напряжению, то характеристика является уже

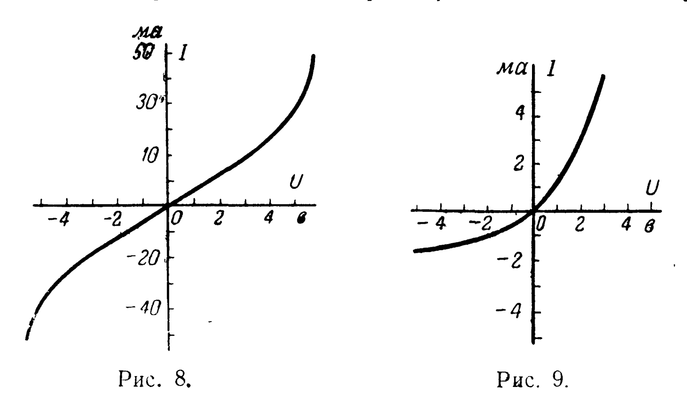


Рис. 8.

Рис. 9.

не прямой, а кривой линией. Но наклон характеристики в каждой точке (точнее, наклон касательной к характеристике в этой точке), как и в случае линейного проводника, определяет сопротивление проводника в этой точке. Например, на рис. 8 изображена вольт-амперная характеристика, наклон которой при больших напряжениях меньше, чем при малых; значит, с ростом напряжения сопротивление проводника уменьшается. Такой вид имеют характеристики проводников, у которых число частиц, участвующих в образовании тока, увеличивается с ростом напряжения (например, при прохождении электрического тока через ионизированный газ).

Характеристика, изображенная на рис. 8, симметрична относительно начальной точки. Это значит, что при напряжениях, одинаковых по величине, но противоположных по знаку, проводник имеет одно и то же сопротивление, т. е. величина сопротивления не зависит от направления тока. В радиотехнике часто применяются нелинейные проводники, сопротивления которых для двух направлений тока существенно различны. На рис. 9 приведена характеристи-

ка такого проводника. Его сопротивление для положительных напряжений гораздо меньше, чем для отрицательных. Так как характеристика эта несимметрична относительно нулевой точки, то проводники с такими характеристиками называют проводниками с несимметричной проводимостью.

4. ЭЛЕКТРОДВИЖУЩИЕ СИЛЫ

Как было выяснено в предыдущем параграфе, для того чтобы в проводнике протекал электрический ток, в нем должно существовать электрическое поле. Выясним теперь, при каких условиях в проводниках могут длительно поддерживаться электрические токи.

Рассмотрим сначала следующий воображаемый опыт (рис. 10). Сообщим двум концам металлического стержня одинаковые по величине заряды противоположного знака, т. е. создадим, например, на правом конце стержня избыток электронов (отрицательный заряд), а на левом — недостаток электронов (положительный заряд). Эти заряды вызовут появление внутри стержня примерно однородного электрического поля. Поскольку электрическое поле возникает в металле, то в нем начинается движение электронов в направлении, противоположном направлению поля, т. е. справа налево. При этом недостаток электронов на левом конце начнет пополняться пришедшими из соседних слоев металла электронами, а избыток электронов на правом конце начнет переходить в соседние слои. В результате заряды, сообщенные концам металлического стержня, начнут исчезать. Вместе с тем будет исчезать и созданное ими электрическое поле. Все это будет происходить чрезвычайно быстро, несмотря на то, что регулярное движение электронов под действием электрического поля происходит с очень малой средней скоростью.

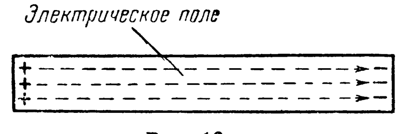


Рис. 10.

В самом деле, для того чтобы исчез заряд, т. е. электроны равномерно распределились по объему металлического стержня, вовсе не нужно, чтобы те избыточные электроны, которые в начальный момент находились на правом конце стержня, достигли левого его конца. Выравнивание распределения электронов по объему произойдет иначе. Избыточные электроны, находящиеся в тонком слое на правом конце

стержня, перейдут в прилегающий к нему ближайший тонкий слой металла. В то же время такое же число электронов перейдет из этого слоя в следующий ближайший слой и т. д., вплоть до предпоследнего слоя, из которого такое же количество электронов перейдет в крайний левый слой стержня.

Все это будет происходить одновременно, если считать, что электрическое поле во всем стержне возникло в одно и то же мгновение, так как тогда регулярное движение электронов в это мгновение начнется по всему стержню. В действительности поле во всем стержне не может установиться мгновенно, а будет распространяться по нему с некоторой конечной скоростью. Дальше мы рассмотрим вопрос о скорости распространения электрического поля, которая столь велика, что на установление поля во всем стержне требуется время порядка миллиардных долей секунды. За время такого же порядка исчезнут заряды, сообщенные концам стержня, а вместе с тем и электрическое поле в нем.

Таким образом, промежуток времени, в течение которого существует электрическое поле в стержне, определяется не средней скоростью движения электронов под действием поля, а скоростью распространения электрического поля, и поэтому он чрезвычайно мал. В силу этого, не говоря уже о других трудностях осуществления рассматриваемого опыта, мы не могли бы проследить за исчезновением электрического поля в стержне. Поэтому мы и назвали данный опыт воображаемым. Но рассмотрение такого опыта дает нам возможность подойти к решению вопроса, который был поставлен: при каких условиях в проводниках могут длительно поддерживаться электрические токи?

Предварительно заметим только, что исчезновением электрического поля в стержне не заканчиваются все явления, которые произойдут после того, как мы сообщим концам стержня разноименные заряды. К рассмотрению этих явлений мы вернемся позже. Сейчас же нас интересует только вопрос, как можно поддерживать в проводнике длительное время то электрическое поле, которое в рассматриваемом нами опыте так быстро исчезает. Ответ на этот вопрос ясен. Если мы будем все время подводить к правому концу стержня такое же количество электронов, какое уходит от него в следующий слой, и, наоборот, отводить от левого конца стержня такое же количество электронов (приходящих от прилегающего к правому концу

слоя), то заряды, сообщенные нами концам стержня, не будут изменяться и в стержне будет все время существовать то электрическое поле, которое существовало в начальный момент. Вместе с тем и создаваемый этим полем ток будет поддерживаться постоянным и существовать все время, пока существует электрическое поле.

Для того чтобы подводить к правому концу стержня такое же количество электронов, какое отводится от левого конца стержня, нужно заставить все отводимое от правого конца количество электронов возвращаться к левому концу стержня по какому-то другому пути. Посмотрим, как это можно сделать. Прежде всего для наглядности дальнейших рассуждений согнем наш стержень в неполное кольцо (рис. 11).

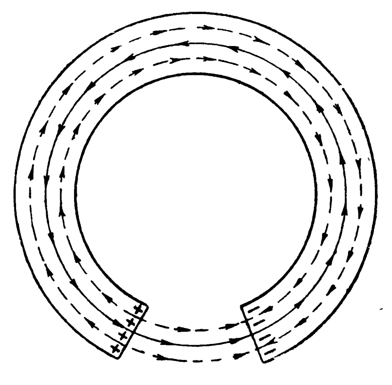


Рис. 11.

Теперь мы можем поставленную задачу сформулировать более конкретно. Нужно заставить все электроны, отводимые от положительно заряженного конца стержня, продолжать двигаться в незанятой стержнем части кольца в том же направлении (указано на рис. 11 сплошными стрелками). Тогда цепь электрического тока будет замкнута и автоматически будет выполнено условие, при котором электрическое поле в стержне остается неизменным.

При рассмотрении условий движения электронов в незанятой стержнем части кольца следует учитывать, что заряды, существующие на концах стержня, создают электрическое поле не только в самом стержне, но и вне стержня между его концами. Принципиально так же обстояло дело в случае прямого стержня, только конфигурация поля была иной и вся картина менее наглядной. Электрическое поле зарядов везде направлено от положительных зарядов к отрицательным (на рис. 11 указано пунктирными стрелками). Поэтому движение электронов, происходящее в одном и том же направлении по кольцу, внутри стержня происходит против направления электрического поля зарядов, существующих на концах стержня, а вне стержня — по направлению этого поля.

Но на отрицательно заряженные электроны со стороны электрического поля действуют силы, направленные в сторону, противоположную полю. Следовательно, в то время как внутри стержня электроны движутся по направлению действующих на них со стороны электрического поля сил (эти силы и поддерживают движение электронов в металле стержня), вне стержня электроны должны двигаться против сил поля. Эти силы не могут поддерживать движение электронов вне стержня. Чтобы поддерживать это движение, необходимы еще какие-то другие силы, действующие на электроны в направлении их движения и преодолевающие, во-первых, направленные навстречу силы электрического поля зарядов, расположенных на концах стержня, и, во-вторых, электрическое сопротивление, которое электроны могут испытывать на этом участке пути.

Такие силы могут иметь различное происхождение, но они не могут быть силами, действующими со стороны электрических зарядов. В самом деле, электрические поля, создаваемые электрическими зарядами, всегда направлены от положительных зарядов к отрицательным. В таком поле всегда движущиеся заряды, образующие замкнутый электрический ток, на одном участке пути будут двигаться в направлении сил электрического поля, а на другом участке пути — против направления сил этого поля. Поэтому силы взаимодействия электрических зарядов не могут поддерживать замкнутых электрических токов. Необходимо, чтобы на создающие электрический ток заряды хотя бы на части их пути действовали силы иного происхождения. Все эти силы независимо от их происхождения называются электродвижущими силами (сокращенно — э. д. с.). Название э. д. с. объединяет все силы, действующие на электрические заряды, за исключением сил, действующих со стороны других электрических зарядов.

Теперь мы можем дать ответ на поставленный вопрос. Чтобы электрический ток в цепи мог существовать длительное время (гораздо большее, чем время, за которое исчезает электрическое поле зарядов в описанном выше воображаемом опыте), этот ток должен быть замкнутым, а для этого необходимо, чтобы хотя бы в каком-то участке этой цепи действовала э. д. с., т. е. в цепь должен быть включен источник э. д. с. Например, в нашем конкретном примере согнутого в неполное кольцо стержня источник э. д. с. должен быть включен между концами стержня (рис. 12).

В предыдущих рассуждениях, поскольку речь шла о металлическом проводнике, мы рассматривали направление движения электронов. Если бы мы имели дело с жидким проводником, нам пришлось бы рассматривать движение как положительных, так и отрицательных ионов. Однако если нас интересует только вопрос о направлении электрического тока, то можно говорить о движении одних положительных зарядов независимо от того, какие заряды — положительные или отрицательные или и те и другие — фактически движутся в проводнике. Конечно, при этом мы должны считать, что направление движения положительных зарядов противоположно направлению фактического движения электронов. В некоторых случаях это упрощает рассуждения, но, по существу, не изменяет их результатов, поскольку движение положительных зарядов в одном направлении совершенно эквивалентно движению отрицательных зарядов в обратном направлении, если нас интересует лишь направление токов, а не процессы, происходящие в самом проводнике.

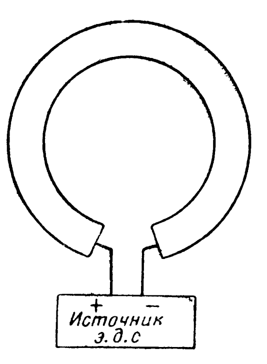


Рис. 12.

Возникновение э. д. с. может быть вызвано различными причинами. Например, в гальванических элементах и аккумуляторах э. д. с. возникает в результате определенных химических реакций. В электрических машинах возникновение э. д. с. обусловлено явлением электромагнитной индукции, с которым мы дальше еще встретимся. В термоэлементах э. д. с. возникает при наличии разности температур между спаями из различных проводников, например двух разных металлов.

Как следует из сказанного выше, роль источника э. д. с. состоит в том, чтобы на концах электрической цепи, присоединенной к источнику, поддерживать постоянной величину электрических зарядов. Этими зарядами определяется электрическое поле в проводниках, составляющих внешнюю цепь, а значит, и напряжение на концах цепи. Создающие ток заряды внутри источника движутся под действием э. д. с. против сил электрического поля, создаваемого зарядами. Следовательно, э. д. с. должна преодолевать напряжение на зажимах цепи. Всякий источник э. д. с. представляет собой проводник или ком-

бинацию проводников, обладающих некоторым электрическим сопротивлением (внутреннее сопротивление источника). Поэтому э. д. с. должна не только преодолевать напряжение на зажимах цепи, но и поддерживать движение зарядов по проводникам, из которых состоит сам источник э. д. с. Следовательно, э. д. с. всегда должна быть больше, чем напряжение на зажимах цепи, на ту величину, которая необходима для преодоления внутреннего сопротивления источника э. д. с. Иначе говоря, напряжение на зажимах цепи должно быть меньше э. д. с. на ту часть ее, которая теряется в самом источнике, т. е. на величину внутреннего падения напряжения.

Следует, однако, иметь в виду, что сказанное только что относительно э. д. с., напряжения и вообще роли источника э. д. с. применимо только в тех случаях, когда э. д. с. действуют на некотором ограниченном участке цепи. Такой участок цепи является источником э. д. с., а вся остальная часть цепи — внешней цепью. В случае же, когда э. д. с. возникает в результате электромагнитной индукции, она часто действует во всей цепи. Тогда разделить всю замкнутую цепь на две части — источник э. д. с. и внешнюю цепь — уже невозможно. Этот случай будет более подробно рассмотрен в дальнейшем.

Но независимо от того, сосредоточена ли э. д. с. в каком-либо одном участке замкнутой цепи или действует во всей цепи, роль ее остается одной и той же: она преодолевает те падения напряжения, которые возникают в этой цепи при прохождении по ней тока. Поэтому в цепи всегда устанавливается электрический ток такой величины, чтобы сумма падений напряжения на всех участках цепи была равна полной э. д. с., действующей в этой цепи.

Если отдельные участки цепи обладают сопротивлениями R_1, R_2, R_3... и по всем участкам цепи протекает один и тот же ток I, то падения напряжения на этих участках соответственно будут равны R_1I, R_2I, R_3I... Тогда, если полная э. д. с., действующая в цепи, есть E, то

$$E = I(R_1 + R_2 + R_3 + \ldots).$$

Это и есть закон Ома для замкнутой цепи. В частном случае, когда э. д. с. сосредоточена на каком-либо участке цепи, обладающем, например, сопротивлением R_i, а все остальные участки цепи обладают общим сопротивлением $R = R_2 + R_3 + \ldots$, то можно разделить сопротивление всей

цепи на сопротивление внешней цепи R и внутреннее сопротивление источника э. д. с. R_i и записать закон Ома в таком виде:

$$E=(R_i+R)I.$$

5. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Магнитное поле создается электрическими токами или постоянными магнитами. Концы длинных постоянных магнитов (магнитных стрелок) взаимодействуют примерно так же, как электрические заряды: одноименные полюсы магнитов (два северных и два южных) отталкиваются, разноименные (северный и южный) — притягиваются Взаимодействие постоянных магнитов обусловлено тем, что каждый из магнитов создает магнитное поле, которое действует на другой магнит. Если условиться считать полюс магнита «пробным магнитным зарядом», то можно аналогично тому, как это было сделано для электрического поля, определить напряженность магнитного поля в каждой точке. Картину магнитного поля можно изобразить при помощи магнитных силовых линий. Направление магнитных силовых линий указывает направление силы, с которой магнитное поле действует на «положительный» (северный) полюс магнита, а густота магнитных силовых линий характеризует величину напряженности магнитного поля.

Магнитное поле действует с известной силой не только на постоянные магниты, но и на проводники, по которым протекают токи. Так как, с другой стороны, токи, текущие в проводниках, создают вокруг них магнитные поля, то силы, обусловленные магнитным полем, существуют не только между магнитами, но и между проводниками с током. При этом, однако, характер взаимодействия оказывается существенно иным, чем при взаимодействии электрических зарядов или постоянных магнитов. Магнитное поле действует на ток с силой, перпендикулярной силовым линиям поля. Направление этой силы таково, что два проводника, по которым токи текут в одну сторону, притягиваются, а проводники, по которым токи текут в противоположные стороны, отталкиваются.

Пользуясь тем, что магнитное поле действует на проводники с током, можно вместо «пробных магнитных полюсов» для определения напряженности магнитного поля применять «пробные токи» — проводники, по которым протекает ток определенной величины. Тем и другим спосо-

бами мы можем изучать магнитное поле, создаваемое как токами, так и постоянными магнитами.

В случае прямолинейного проводника, по которому течет ток, магнитные силовые линии представляют собой окружности, охватывающие ток (рис. 13). В соответствии с тем, что напряженность магнитного поля убывает по мере удаления от провода, густота силовых линий уменьшается. Направлением силовых линий условлено считать то направление, в котором двигался бы северный магнитный полюс. Оно определяется правилом буравчика. Если буравчик вращать так, чтобы он двигался (ввинчивался или вывинчивался) в направлении тока, то направление вращения рукоятки буравчика покажет направление силовых линий.

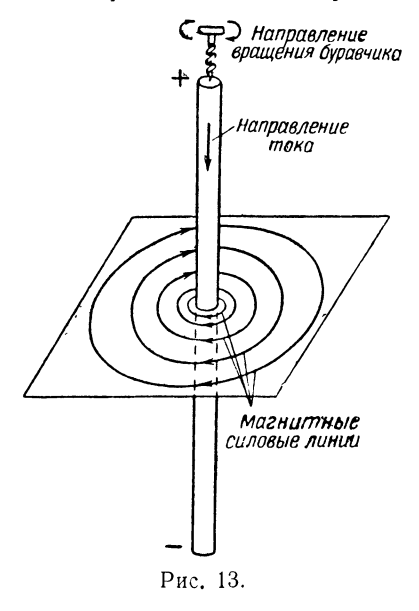


Рис. 13.

Существенное отличие магнитного поля тока от электрического поля зарядов состоит в том, что силовые линии магнитного поля всегда замкнуты, в то время как силовые линии электрического поля зарядов имеют начало и конец на самих зарядах. Что магнитные силовые линии всегда замкнуты, объясняется тем, что в природе не существует магнитных зарядов, непосредственно создающих магнитные поля, подобно тому как электрические заряды создают электрические поля.

Различие это существенное, но не принципиальное. В тех случаях, когда электрическое поле не создается электрическими зарядами, а возникает в результате электромагнитной индукции, его силовые линии также оказываются замкнутыми. Этот случай будет более подробно рассмотрен позднее.

Рассмотрим еще магнитное поле тока, протекающего по проводнику, свернутому в виток (рис. 14). Характер магнитного поля в этом случае можно определить из следующих соображений. Каждый малый элемент витка создает

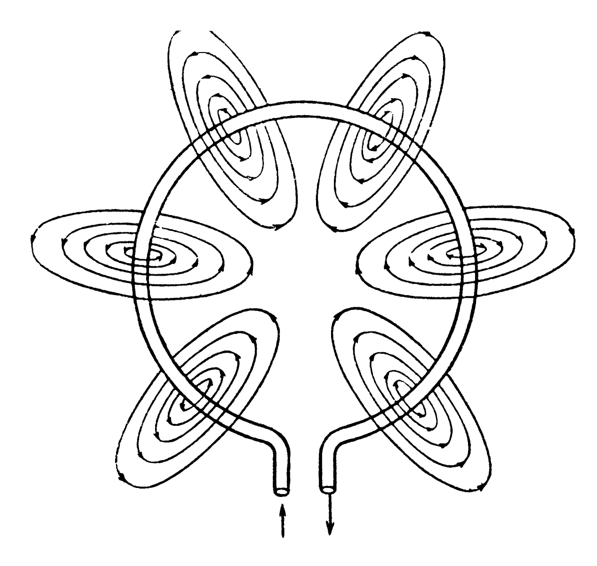


Рис. 14.

такое же поле, как прямолинейный ток, т. е. силовые линии этого поля охватывают проводник и направлены по правилу буравчика. Так как ток во всех элементах витка течет в одном и том же направлении, то все силовые линии проходят внутри витка также в одном направлении (на рис. 14 — за плоскость чертежа), а вне витка — в обратном направлении (из-за плоскости чертежа).

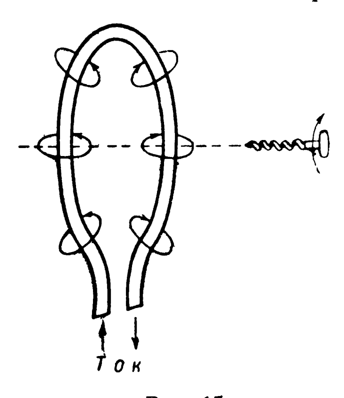


Рис. 15.

При изменении направления тока в витке на обратное изменится на обратное и направление, в котором силовые линии проходят внутри витка. Определить это направление можно, пользуясь тем же правилом буравчика, следующим образом. Если расположить буравчик по оси витка (рис. 15) и поворачивать его в том направлении, в каком течет ток по витку, то направление, в котором при этом будет двигаться (ввинчиваться или вывинчиваться) буравчик, указывает направление, в котором силовые линии проходят внутри витка.

Поскольку электрические токи и магниты действуют друг на друга с определенными силами, на передвижение токов или магнитов против этих сил необходимо затрачивать энергию. Наоборот, двигаясь в направлении этих сил, проводники с током и магниты будут совершать некоторую работу. Значит, взаимодействующие токи или магниты обладают энергией. Эта энергия сосредоточена в их магнитном поле. Она связана с магнитным полем, и если поле исчезает, то магнитная энергия превращается в другой вид энергии.

6. СВЯЗЬ МЕЖДУ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЯМИ

Постоянные электрическое и магнитное поля могут существовать одно в отсутствие другого и независимо друг от друга. Постоянное электрическое поле может быть создано неподвижными электрическими зарядами, постоянное магнитное поле может быть создано, например, постоянными магнитами. При этом неподвижные электрические заряды не создают магнитных полей, а неподвижные магниты не создают электрических полей. Но если электрическое или магнитное поле изменяется, картина оказывается существенно иной.

Прежде всего изменения магнитного поля вызывают появление электрического поля. Это — явление электромагнитной индукции, на использовании которого основана работа электрических машин и трансформаторов. Если, например, мы возьмем виток проволоки с включенным в него достаточно чувствительным прибором для измерения токов, мы обнаружим появление тока всякий раз, когда число силовых линий магнитного поля, пронизывающих виток, по какой-либо причине будет изменяться. Наблюдается это явление всегда независимо от того, какой причиной вызвано это изменение числа силовых линий: тем, что изменяется напряженность поля, пронизывающего виток, либо тем, что сам виток поворачивается или перемещается в поле, напряженность которого остается неизменной. При этом в случае увеличения числа силовых линий, пронизывающих виток, ток будет протекать в одном направлении, в случае уменьшения числа силовых линий — в другом.

Число силовых линий, пронизывающих какой-либо контур, называется магнитным потоком сквозь этот контур. Следовательно, изменение магнитного потока, пронизывающего виток, вызывает появление тока в этом витке

Увеличение потока одного направления и уменьшение потока обратного направления вызывают ток одного направления. Наоборот, уменьшение потока первого направления и увеличение потока второго направления вызывают в витке ток обратного направления.

Появление электрического тока свидетельствует о том, что при изменении числа силовых линий, пронизывающих виток, в витке действует э. д. с., направление которой зависит от направления магнитного потока и от того, увеличивается ли он или уменьшается. Однако в рассматриваемом случае нельзя говорить об источнике э. д. с., включенном в какое-то место витка. Все участки витка находятся в одинаковых условиях, и следовательно, если возникает э. д. с., то она должна одинаково действовать во всех частях витка. С другой стороны, никаких электрических зарядов, которые могли бы создавать электрическое поле, в замкнутом витке возникнуть не может. Между тем для поддержания электрического тока в витке должно существовать электрическое поле. Следовательно, при изменении магнитного потока, пронизывающего виток, в витке возникает электрическое поле, действующее во всех участках витка и вызывающее в нем электрический ток. Это электрическое поле, действующее по всему витку, и играет в данном случае роль э. д. с., которая называется э. д. с. индукции. Величина тока в витке, а значит, и величина э. д. с. индукции оказываются пропорциональными скорости изменения магнитного потока.

Таким образом, явление электромагнитной индукции состоит в том, что при изменении магнитного потока сквозь виток (сплошные линии на рис. 16) в витке появляется электрическое поле, имеющее по витку везде одно и то же направление, зависящее от того, куда направлено изменение магнитного потока сквозь виток [1]. Силовые линии этого электрического поля представляют собой замкнутые кривые (пунктирная линия на рис. 16; ее направление соответствует случаю, когда магнитный поток уменьшается).

В рассмотренном явлении виток проволоки играет не принципиальную, а вспомогательную роль: в нем возникает электрический ток, что указывает на появление электрического поля при изменении магнитного потока, т. е. виток позволяет обнаружить возникшее электрическое поле.

[1] Направление изменения магнитного потока совпадает с направлением самого потока, если он усиливается, и идет навстречу направлению потока, если он ослабевает.

Само же возникновение электрического поля ни в какой мере не связано с присутствием витка. Если в какой-либо области пространства изменяется магнитное поле, то в этой области возникает электрическое поле, напряженность которого пропорциональна скорости изменения напряженности магнитного поля. Силовые линии возникшего электрического поля представляют собой замкнутые кривые, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению изменяющегося магнитного поля, и охватывающие силовые линии этого поля. Таким образом, вектор напряженности изменяющегося магнитного поля H и вектор напряженности порождаемого этими изменениями электрического поля E в каждой точке пространства взаимно-перпендикулярны (рис. 17). В какую сторону при этом направлено электрическое поле: слева — вперед, а справа — за чертеж, как на рис. 17, или наоборот, слева — за чертеж, а справа — вперед, зависит от того, как изменяется магнитное поле: возрастает ли оно или убывает. Но в обоих случаях в правой и левой частях рис. 17 и вообще в двух противолежащих частях рассматриваемой области электрические поля направлены в противоположные стороны.

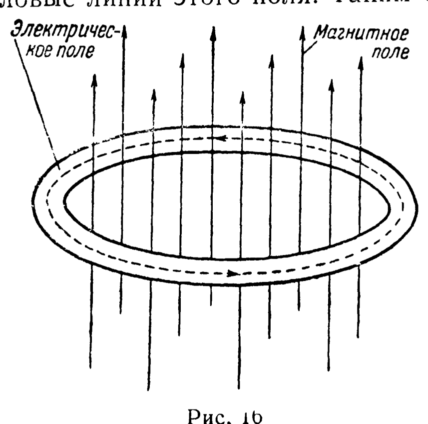


Рис. 16

Аналогичное явление происходит и при изменениях электрического поля (это явление можно было бы назвать «обратной электромагнитной индукцией»). Если в какой-либо области пространства (рис. 18) происходят изменения напряженности электрического поля E, то в этой области возникает магнитное поле с напряженностью H, силовые линии которого представляют собой окружности (вообще замкнутые кривые), лежащие в плоскости, перпенкулярной направлению изменяющегося электрического поля, и охватывающие силовые линии этого поля. Картина получается почти подобной той, которая наблюдается при изменениях магнитного поля; между ними есть лишь одно различие: при одних и тех же изменениях возбуждающего

поля направления возникающего поля в обоих случаях оказываются противоположными. На рис. 18 это условно отражено в том, что направление электрического поля выбрано обратным направлению магнитного поля на рис. 17. При этом в обоих случаях получается одинаковое направление возникающего поля: электрического — на рис. 17 и магнитного — на рис. 18. Условность состоит в том, что в обоих случаях изображены направления возбуждающего поля, но не указано, как оно изменяется: возрастает или убывает. Направления возникающих полей на рис. 17 и 18 соответствуют в обоих случаях уменьшению возбуждающего поля. Противоположное направление возникающих полей является единственным различием в обоих рассма-

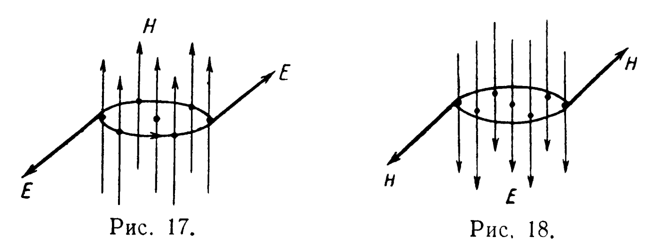


Рис. 17. Рис. 18.

триваемых явлениях. Во всем остальном они подобны. В частности, и в этом случае оба поля — возбуждающее электрическое и возникающее магнитное — в каждой точке пространства направлены взаимно-перпендикулярно, а напряженность возникающего поля H пропорциональна скорости изменения напряженности возбуждающего поля E.

Магнитное поле, возникающее при изменениях электрического поля, по своему характеру аналогично магнитному полю, возбуждаемому электрическим током. Если бы мы заменили изменяющееся электрическое поле электрическим током, текущим по направлению поля, если оно увеличивается, и против направления поля, если оно уменьшается, то этот ток создал бы магнитное поле, подобное тому, которое создается изменениями электрического поля. В частности, такое магнитное поле, какое изображено на рис. 18, могло быть создано током, текущим против направления электрического поля (направление магнитного поля на этом рисунке соответствует уменьшению электрического поля).

Таким образом, изменение электрического поля по своему магнитному действию эквивалентно некоторому

электрическому току. Этот эквивалентный электрический ток называют током смещения. Поэтому когда в какой-либо области пространства происходят изменения электрического поля, иногда говорят, что в этой области пространства возникают токи смещения, которые и создают магнитное поле. Но, например, в вакууме никаких реальных электрических токов при этом не существует.

Поскольку в обоих рассмотренных явлениях напряженность возникающего поля зависит от скорости изменения возбуждающего поля, то оба явления становятся тем более заметными, чем быстрее происходят изменения полей. При достаточно быстрых изменениях электрического и магнитного полей всегда возникает другое сильное поле (магнитное в случае изменений электрического поля и электрическое в случае изменений магнитного поля) и оба эти поля существуют одновременно. Оба эти поля, возбуждаемые одно изменениями другого и поэтому связанные, образуют единое электромагнитное поле. Энергии электрического и магнитного полей, возбуждающих друг друга, могут переходить из электрической в магнитную и обратно. Поэтому и в энергетическом смысле оба поля оказываются связанными. Сумма энергий, которыми обладают в данный момент электрическое и магнитное поля, образующие единое электромагнитное поле, представляет собой полную энергию данного электромагнитного поля.

7. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

Рассмотренные выше явления — возбуждение электрического поля за счет изменений магнитного поля и возбуждение магнитного поля за счет изменения электрического поля — приводят к тому, что электромагнитное поле, изменяющееся во времени, вместе с тем перемещается в пространстве.

Чтобы представить себе наглядно, как это происходит, положим, что в какой-либо части пространства уже существует изменяющееся электромагнитное поле с взаимно-перпендикулярно направленными электрическим и магнитным полями. Вопрос о том, как можно создать такое поле в некоторой области пространства, будет рассмотрен ниже. Пусть для какого-то момента времени это поле имеет вид, изображенный на рис. 19. На нем напряженности полей изображены стрелками, а расстояния отложены по оси x. Кривая, огибающая концы стрелок, указывает распределение напряженности поля в пространстве.

Проследим, какую роль будут играть те электрические и магнитные поля, которые возникнут в следующий момент времени вследствие изменений полей, изображенных на рис. 19. Чтобы не загромождать рисунка, будем отдельно рассматривать оба поля: электрическое (рис. 20,*а*) и магнитное (рис. 20,*б*).

Изменение существующего магнитного поля вызовет появление электрического поля, которое направлено перпендикулярно возбудившему его магнитному, но в разных частях пространства в противоположные стороны (на рис. 20 это поле изображено пунктирными стрелками). В правой части пространства на рис. 20,*а* возникшее поле будет направлено так же, как существующее электрическое поле, и усилит его, а в левой части возникшее поле будет направлено в сторону, противоположную направлению существующего поля, и ослабит его. В результате этого величины напряженности электрического поля в разных точках изменятся так, как указывает пунктирная огибающая. Аналогичные изменения произойдут и с магнитным полем. Изменения электрического поля вызовут

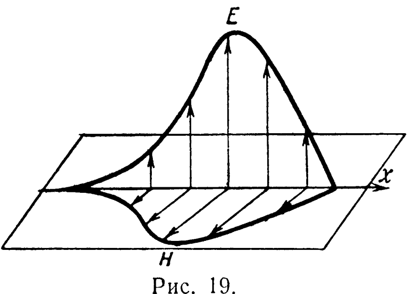


Рис. 19.

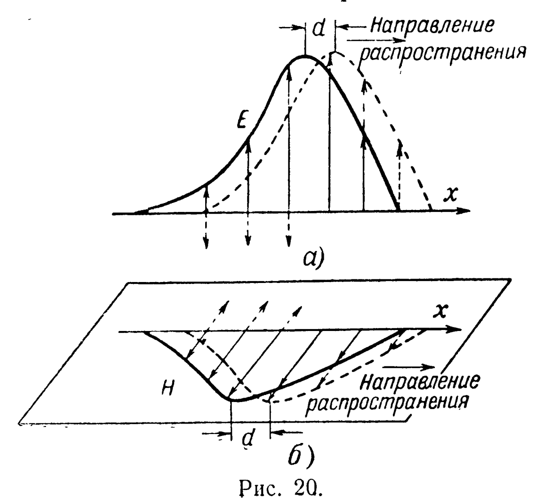


Рис. 20.

появление перпендикулярного ему магнитного поля, которое в правой части пространства на рис. 20,*б* будет совпадать с направлением существующего магнитного поля, а в левой части будет противоположно существующему магнитному полю. В результате этого напряженность магнитного поля изменится так, как указывает пунктирная огибающая.

Так как величины напряженности возникших полей определяются скоростями изменения возбуждающих полей, то в случае, когда закон изменения обоих полей одинаков, оба поля будут претерпевать одинаковые изменения. И если оба поля в начальный момент были одинаковыми, т. е. обе сплошные огибающие на рис. 20,*а* и *б* имеют одинаковую форму, то и новые поля в следующий момент также будут одинаковыми, т. е. обе пунктирные огибающие на рис. 20,*а* и *б* будут иметь одинаковую форму и притом такую же, как и сплошные огибающие.

Изменение во времени полей, как видим, приводит к тому, что все электромагнитное поле как единое целое, не изменяя своей конфигурации, сместится вправо на некоторое расстояние d. Еще через такой же промежуток времени электромагнитное поле как единое целое сместится еще на такое же расстояние d, и этот процесс будет продолжаться дальше. А это значит, что электромагнитное поле будет перемещаться в пространстве с некоторой скоростью, которая равна смещению d, разделенному на время, в течение которого это смещение произошло.

Направление, в котором будет перемещаться электромагнитное поле, зависит от взаимной ориентировки направлений электрического и магнитного полей, его составляющих. При тех направлениях полей, которые мы изобразили на рис. 19 (электрические поле — вверх, а магнитное — вперед от плоскости чертежа), электромагнитное поле, действительно, будет перемещаться вправо. Далее мы укажем правило, по которому это можно определить. Если же направление одного из полей изменится на противоположное, то и направление перемещения электромагнитного поля изменится на обратное. В этом можно убедиться, рассмотрев, например, электромагнитное поле, у которого электрическое поле направлено по-прежнему вверх, а магнитное — не вперед, а назад от плоскости чертежа. На рис. 21 для упрощения оба эти поля изображены только одной стрелкой каждое. Так как направление электрического поля осталось неизменным, то и направление

возбуждаемого его изменениями магнитного поля H_1 останется прежним, т. е. таким же, как на рис. 20,*б* (на рис. 21 — пунктирные стрелки). С другой стороны, так как направление магнитного поля H изменилось на обратное, то и направления возбуждаемого изменениями поля H электрического поля E_1 изменятся на обратные по сравнению с теми, какие были указаны на рис. 20,*а* (на рис. 21 — пунктирные стрелки). Легко видеть, что в этом случае возникшие поля будут справа ослаблять, а слева усиливать существующие поля. Значит, в этом случае электромагнитное поле будет перемещаться влево, т. е. в сторону,

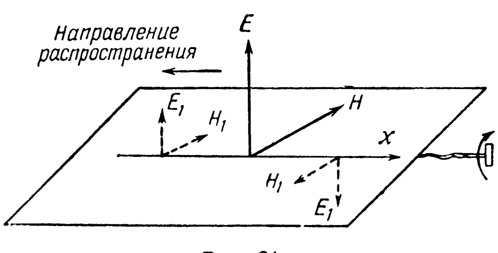


Рис. 21.

противоположную той, в которую оно перемещалось в первом случае.

Направление перемещения электромагнитного поля в каждом случае можно определить также с помощью правила буравчика. Если мы расположим буравчик в направлении, перпендикулярном направлениям обоих полей, и будем поворачивать его рукоятку от вектора E к вектору H по кратчайшему пути, то направление, в котором будет перемещаться (ввинчиваться или вывинчиваться) буравчик, укажет направление перемещения электромагнитного поля. Как следует из этого правила, если изменятся на обратные сразу направления обоих полей, то направление перемещения электромагнитного поля останется неизменным. В этом можно убедиться такими же рассуждениями, какими мы убедились, что при изменении направления одного из полей направление распространения электромагнитного поля изменяется на обратное.

В предшествующих рассуждениях мы сделали два существенных предположения. Во-первых, мы полагали, что в начальном электромагнитном поле электрическое и магнитное поля направлены взаимно-перпендикулярно. Если бы это было не так, то электрическое и магнитное поля,

возбуждаемые изменениями начальных магнитного и электрического полей, не совпадали бы по направлению с начальными полями и картина получилась бы совсем иной. Например, если бы оба поля в начальном электромагнитном поле были направлены одинаково, то возбуждаемые их изменениями поля были перпендикулярны начальным. При этом они не могли бы усиливать начальное поле с одной стороны и ослаблять его с другой, т. е. перемещения электромагнитного поля в пространстве не происходило бы. Таким образом, электромагнитное поле может перемещаться в пространстве только постольку, поскольку элек-

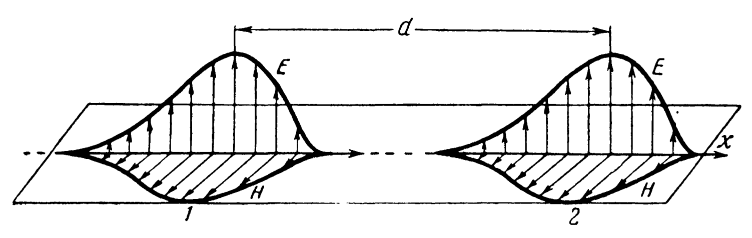


Рис. 22.

трическое и магнитое поля в нем взаимно-перпендикулярны.

Во-вторых, мы предположили, что закон изменения обоих полей в электромагнитом поле один и тот же. Если бы это было не так, то электромагнитное поле изменяло бы свой характер при перемещении (изменялась бы форма огибающих). Таким образом, электромагнитное поле может перемещаться в пространстве как единое целое, не изменяя своей формы, только при условии, что оба составляющие его поля изменяются по одинаковому закону.

Итак, мы пришли к следующему выводу. Если в каком-то месте возникло электромагнитное поле, электрическое и магнитные поля которого взаимно-перпендикулярны и изменяются по одному и тому же закону, то это электромагнитное поле перемещается в пространстве как единое целое (не изменяя своего характера) в направлении, перпендикулярном направлениям электрического и магнитного полей, в сторону, определяемую правилом буравчика. Такое распространяющееся в пространстве электромагнитное поле называется **электромагнитной волной**. Если за промежуток времени t_0 электромагнитное поле переместилось из положения *1* в положение *2* (рис. 22), т. е.

на расстояние d, то скорость распространения электромагнитной волны

$$v = \frac{d}{t_0}.$$

Скорость распространения волны зависит от свойств среды, заполняющей пространство, в котором распространяется волна. В пространстве, заполненном очень разреженным газом, например в межзвездном пространстве (в вакууме), $v = c \approx 299\,790$ *км/сек*. В более плотных средах v уменьшается [1]. Однако в воздухе это изменение скорости незначительно; даже при атмосферном давлении, т. е. вблизи поверхности земли, скорость распространения электромагнитных волн лишь примерно на 100 *км/сек* меньше приведенного выше значения c.

Так как электрическое и магнитное поля электромагнитной волны движутся как единое целое, то в самой волне никаких изменений не происходит. Если бы мы двигались вместе с волной, то никаких изменений напряженностей полей мы бы не обнаружили. Поля в волне как бы «заморожены». Но так как волна движется и напряженности этих «замороженных полей» в разных точках волны различны, то в неподвижных точках пространства, через которые проходит волна, происходят изменения напряженностей электрического и магнитного полей.

Из сказанного ясно, что в случае электромагнитной волны изменение электромагнитного поля во времени и перемещение электромагнитного поля в пространстве — две стороны одного и того же процесса. Ясно также, что закон изменения электрического и магнитного полей во времени в какой-либо точке, через которую проходит волна, и закон изменения в пространстве электрического и магнитного полей волны должны быть одинаковыми.

В самом деле, поскольку электрическое и магнитное поля волны перемещаются, не изменяясь, то в какой-либо неподвижной точке, например O_1 (рис. 23,*а*), напряженность электрического поля будет принимать последовательно значения, соответствующие точкам *1*, *2*, *3*... волны. Изобразим в виде графика изменения напряженности электрического поля во времени. Для этого отложим по горизонтальной оси точки, соответствующие моментам t_1, t_2, t_3,..., разделенным равными промежутками времени (рис. 23,*б*). В каждой из этих точек отложим в вертикаль-

[1] К вопросу о влиянии среды на скорость распространения электромагнитных волн мы еще вернемся.

ном направлении отрезки, длина которых в некотором масштабе выражает соответствующие этим моментам последовательные значения напряженности поля E_1, E_2, E_3... Соединив концы этих отрезков плавной кривой, получим график изменений напряженности электрического поля во время для неподвижной точки пространства O_1 Ясно, что при соответствующем выборе масштаба времени

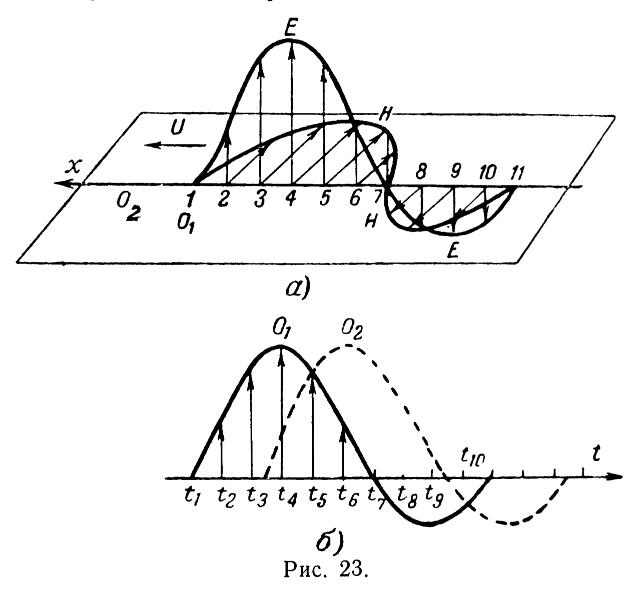


Рис. 23.

этот график должен совпадать с огибающей электрического поля волны.

Точно так же график изменений магнитного поля волны во времени для какой-либо точки пространства должен совпадать с огибающей магнитного поля. А так как огибающие электрического и магнитного полей в волне совпадают, то, значит, график изменений магнитного поля во времени должен совпадать с графиком изменений электрического поля во времени. Для какой-либо другой точки пространства, например O_2, график изменений электрического (и магнитного) поля во времени имеет ту же форму, что и для точки O_1, но сдвинут на промежуток времени t_0, который нужен для распространения волны из точки O_1 в точку O_2. Если расстояние между этими точками равно d, то

$$t_0 = \frac{d}{v}.$$

Таким образом, если с помощью соответствующих приборов в какой-либо точке следить за изменениями во времени напряженности электрического (или магнитного) поля электромагнитной волны, то так можно определить форму огибающих электрического и магнитного полей или, короче, форму волны. Если же наблюдать за изменениями электрического (или магнитного) поля в двух разных точках пространства и сопоставлять результаты наблюдений, то можно, зная расстояние между этими точками, определить скорость распространения электромагнитной волны.

Поскольку электрическое и магнитное поля электромагнитной волны обладают энергией, то волна, распространяясь в пространстве, несет с собой эту энергию. Таким образом, электромагнитные волны являются переносчиками электромагнитной энергии.

8. ГАРМОНИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

Мы рассмотрели выше в общих чертах картину распространения электромагнитных волн любой формы. Рассмотрим теперь более детально картину распространения электромагнитных волн специальной формы, так называемых

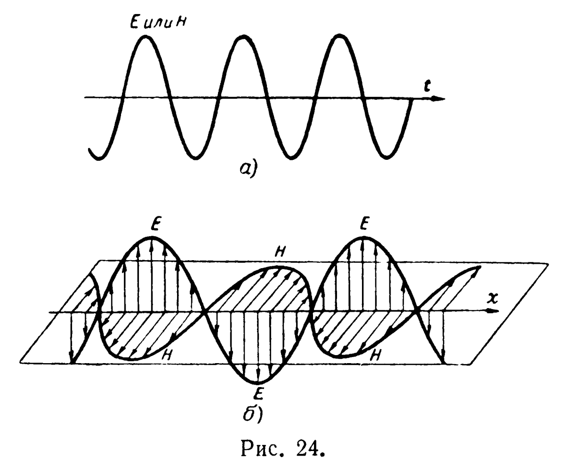


Рис. 24.

гармонических или синусоидальных волн. Это — такие волны, для которых изменения во времени напряженностей полей в какой-либо точке пространства происходят по закону синуса (или косинуса) и график этих изменений имеет форму синусоиды (рис. 24,*а*), а значит, и огибающие электрического и магнитного полей волны также имеют

форму синусоиды (рис. 24,*б*). Необходимость детального рассмотрения волн такой формы диктуется не только тем, что волны, по форме близкие к гармоническим, применяются для передачи радиосигналов (из дальнейшего рассмотрения вопросов излучения и приема электромагнитных волн станет ясно, почему именно для целей радиосвязи применяются волны, близкие к гармоническим). В силу своих особых свойств гармонические волны играют важную роль при рассмотрении всяких волновых процессов.

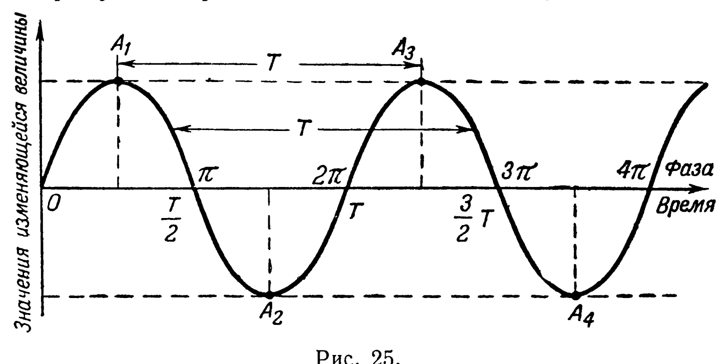


Рис. 25.

Величина, изменяющаяся во времени по синусоидальному закону, изменяется так, как значение синуса угла, если угол изменяется пропорционально времени. Значение этого угла в каждый момент времени называется ф а з о й изменяющейся величины для данного момента времени. Так как значение синуса повторяется после изменения угла (фазы) на 2π радиан, т. е. 360°, то при синусоидальном законе изменяющаяся величина повторяется через промежуток времени T, за который угол изменяется на 2π (рис. 25). Этот промежуток времени называется п е р и о д о м изменений данной величины. Величина, обратная периоду,

$$f=\frac{1}{T}$$

называется ч а с т о т о й. Частота указывает, сколько полных циклов изменений повторяется за 1 *сек*. За каждый цикл изменяющаяся по синусоидальному закону величина дважды достигает одного и того же наибольшего абсолютного значения: один раз — положительного (A_1, A_3... на рис. 25), другой раз — отрицательного (A_2, A_4 ... на рис. 25). Это наибольшее абсолютное значение называется а м п л и т у д о й изменяющейся по синусоидальному закону величины.

Зная амплитуду изменяющейся по синусоидальному закону величины и ее фазу для какого-либо момента времени, можно определить то мгновенное значение, которое изменяющаяся величина имеет в этот момент времени. Если, кроме того, известен период изменяющейся величины, то можно определить фазу в любой другой момент времени. Действительно, зная промежуток времени между первым (начальным) моментом времени и вторым, мы можем по величине периода определить, насколько изменилась фаза за весь этот промежуток времени, так как за время T она изменяется на 2π.

Таким образом, зная амплитуду, период и фазу в начальный момент времени (или, короче, начальную фазу) изменяющейся по синусоидальному закону величины, мы можем определить мгновенное значение этой величины в любой момент времени. Ясно, что любое мгновенное значение изменяющейся величины будет повторяться через промежутки времени, равные периоду T. Впрочем, мгновенные значения изменяющейся величины далеко не всегда требуется знать. Для рассмотрения многих вопросов достаточно знать только амплитуду и период, а в некоторых случаях также и фазу изменяющейся по синусоидальному закону величины.

Рассмотрим теперь соотношение между амплитудами, периодами и фазами синусоид, с одной стороны, изображающих изменения напряженностей электрического и магнитного полей гармонической волны в какой-либо точке пространства, а с другой — распределение «замороженных» электрического и магнитного полей этой волны. Для того чтобы установить эти соотношения, нужно иметь в виду, что изменения напряженностей полей в данной точке происходят вследствие движения через эту точку «замороженных» электрического и магнитного полей.

Прежде всего уточним, какой смысл имеют понятия фазы и периода для «замороженных», т. е. не изменяющихся во времени, полей. Напряженность «замороженного» электрического поля распределена по синусоидальному закону; огибающая этой напряженности изображена на рис. 26,*а*. Это поле не изменяется во времени, а только перемещается в пространстве. Поэтому по горизонтальной оси на рис. 26,*а* отложены не промежутки времени, как на рис. 25, а расстояния между точками. Значение синуса, а следовательно, и значение напряженности поля в этом случае также определяются фазой. Но только фаза изменяется не

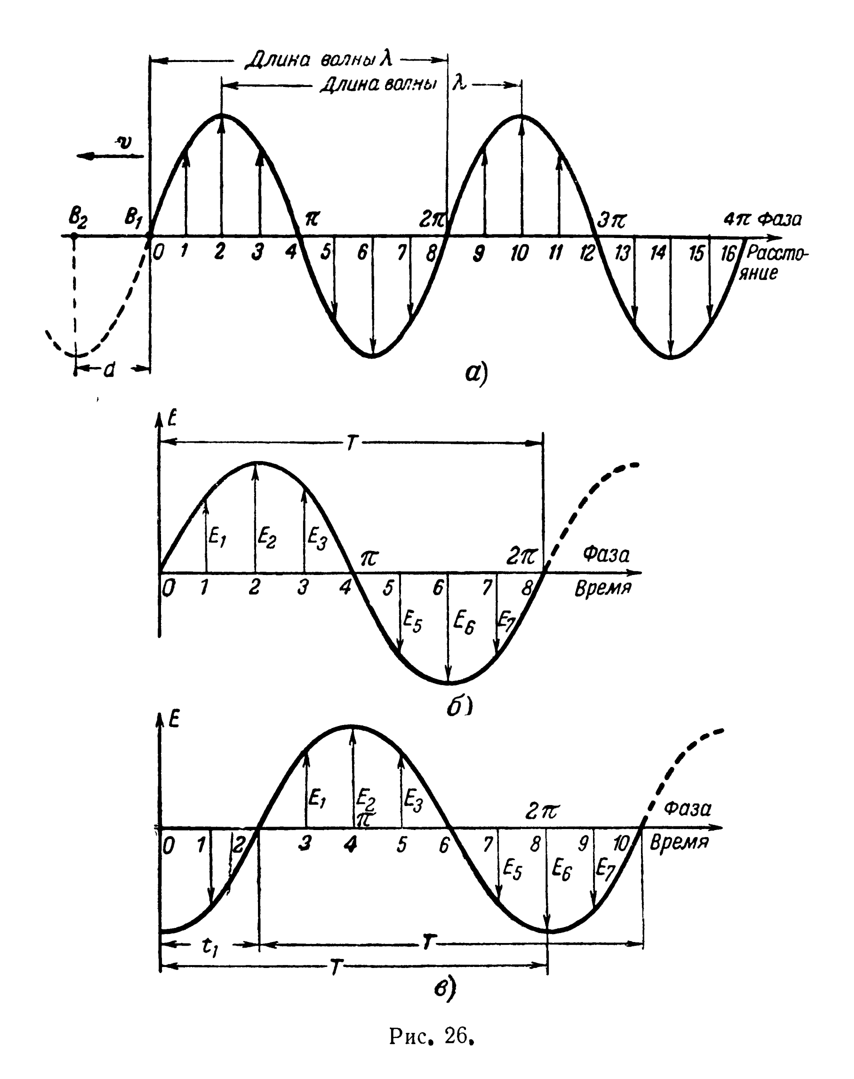


Рис. 26.

во времени, а от точки к точке пропорционально расстоянию между точками. Соответственно и периодом в этом случае следует назвать не промежуток времени, в течение которого напряженность поля проходит полный цикл изменений и возвращается к прежнему значению, а **расстояние**, на котором напряженность поля, пройдя через все промежуточные значения, снова возвращается к исходному значению. Этот период волны в пространстве, чтобы

отличать его от периода волны во времени, с которым мы имеем дело, когда рассматриваем изменения напряженности поля в данной точке пространства, назвали **длиной волны** (обозначается λ).

Вернемся теперь к соотношениям между амплитудами, фазами и периодами (во времени и в пространстве) двух синусоид, из которых одна изображает изменения напряженности поля в данной точке пространства, а другая — распределение напряженности «замороженного» поля в пространстве. Пусть «замороженное» электрическое поле на рис. 26,*а* движется со скоростью v влево. Рассмотрим вызванные этим движением изменения во времени напряженности электрического поля в какой-либо точке пространства B_1. Последовательно в эту точку будут проходить через равные промежутки времени точки *0*, *1*, *2*, *3*... «замороженной» волны, т. е. напряженность поля в точке B_1 будет изменяться так, как указано на рис. 26,*б*.

Прежде всего ясно, что напряженность электрического поля в точке B_1 в соответствующие моменты времени будет достигать тех же наибольших значений E_2, E_6 и т. д., которых эта напряженность достигает в соответствующих точках (*2, 6* и т. д.) «замороженного» поля. Это значит, что амплитуды синусоид, изображающих изменение напряженности поля во времени для какой-либо точки пространства и распределение напряженности поля в волне, должны быть одинаковыми. Далее, ясно, что фаза напряженности поля в данной точке пространства изменяется со временем, а фаза волны не меняется во времени в какой-либо точке волны, но меняется от точки к точке. За этот промежуток времени, за который «замороженное» поле переместится настолько, что точка *8* волны достигнет точки B_1, т. е. на расстояние, равное длине волны, произойдет полный цикл изменений напряженности поля в точке B_1: напряженность поля вернется к прежнему значению, и фаза в точке B_1 изменится на 2π. Но этот промежуток времени есть период волны во времени T. Иначе говоря, за один период волны «замороженное» поле перемещается на расстояние, равное длине волны λ. Но если скорость распространения волны v, то за время T она проходит путь vT. Следовательно,

$$\lambda = vT.$$

Таким образом, скорость распространения волн связывает период волны (во времени) и длину волны (т. е. ее период в пространстве).

Проследим теперь, как изменится картина, если мы будем рассматривать изменения напряженности электрического поля в другой точке пространства: B_2 (рис. 26,*а*). Ясно, что все точки волны *0*, *1*, *2*, *3* ... будут проходить через точку B_2 в той же последовательности и через те же промежутки времени, что и через точку B_1, но с некоторым запозданием во времени. Это запоздание равно тому промежутку времени t_1, за который волна проходит расстояние d между точками B_1 и B_2. Но так как скорость распространения волны v, то

$$t_1 = \frac{d}{v}.$$

На такой промежуток времени будет сдвинута синусоида напряженности поля в точке B_2 (рис. 26,*в*) по сравнению с синусоидой изменения напряженности поля в точке B_1 (рис. 26,*б*). Сдвиг синусоид во времени означает, что в любой момент времени фазы их различаются на некоторую постоянную величину, которая называется **сдвигом фаз** (обозначается φ). Нетрудно найти этот сдвиг фаз, если учесть, что за период волны T фаза меняется на 2π. Значит, за единицу времени (например, за 1 *сек*) фаза меняется на $\frac{2\pi}{T}$, а за время t_1 на $\frac{2\pi t_1}{T}$ и, следовательно, сдвиг фаз, соответствующий промежутку времени $t_1 = \frac{d}{v}$,

$$\varphi = \frac{2\pi d}{Tv} = \frac{2\pi d}{\lambda} \quad (\text{так как } vT = \lambda).$$

Все сказанное выше относительно электрического поля электромагнитной волны в одинаковой мере относится и к магнитному полю волны. В самом деле, поскольку магнитное поле волны во всем подобно электрическому (различаются они только тем, что направлены по-разному, перпендикулярно друг другу), то значит, оба эти поля в электромагнитной волне имеют одинаковые амплитуды[1], оди-

[1] Так как напряженности электрического и магнитного полей измеряются в разных единицах, то о численном равенстве этих напряженностей можно говорить только при определенном выборе тех и других единиц. Как указывалось во введении, если выбор единиц специально не оговорен, то, значит, мы пользуемся абсолютной электростатической системой единиц для электрического поля и абсолютной электромагнитной системой единиц для магнитного поля. Именно при таком выборе единиц оба поля в электромагнитной волне имеют численно равные напряженности.

наковые фазы в одной и той же точке волны и, наконец, одинаковые периоды как во времени, так и в пространстве. Поэтому все выводы, которые были сделаны из рассмотрения электрического поля волны, могут быть сделаны и из рассмотрения магнитного поля волны и относятся ко всей электромагнитной волне в целом.

В том случае, когда электромагнитные волны по форме существенно отличаются от гармонических, к ним уже нельзя непосредственно применять все сказанное выше. Но волну, отличающуюся по форме от гармонической, всегда можно представить в виде суммы гармонических волн, амплитуды, периоды и фазы которых подобраны таким образом, чтобы электромагнитное поле, получившееся в результате сложения этих гармонических волн, совпадало с полем данной негармонической волны. Набор гармонических волн, в сумме дающих негармоническую волну, называется спектром негармонической волны. Чем больше отличается форма волны от гармонической, тем богаче ее спектр, т. е. тем больше волн с различными периодами (волн различной длины) он содержит. Как уже было указано, электромагнитные волны, применяемые для передачи радиосигналов, близки по форме к гармоническим. Однако, как мы увидим дальше, в этом случае волны всегда несколько отличаются по форме от гармонических. Поэтому при передаче радиосигналов всегда приходится иметь дело не с одной гармонической волной, а с целым спектром, содержащим большее или меньшее число гармонических волн.

Зная состав гармонического спектра негармонической волны, можно изучение большинства явлений, происходящих с негармоническими волнами, свести к рассмотрению гармонических волн. Определив эффекты, происходящие с каждой из гармонических составляющих спектра негармонической волны, и сложив все эти эффекты, мы получаем результат для негармонической волны в целом. Возможность и целесообразность такого рассмотрения обусловлены тем, что в большинстве волновых явлений гармонические волны сохраняют свою форму неискаженной, а форма негармонических волн всегда более или менее искажается. Поэтому, рассматривая гармонические составляющие спектра, мы заранее знаем, что конечная форма волны также должна быть гармонической, и это очень упрощает рассмотрение задачи. Особые свойства гармонических волн,

в силу которых эти волны играют важную роль и при рассмотрении негармонических волн, состоят как раз в том, что гармонические волны в большинстве волновых явлений сохраняют свою форму, в то время как форма негармонических волн в большинстве случаев искажается.

9. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ СПЕКТР

В этом параграфе термин «спектр» применяется в более широком смысле, чем в предыдущем. Здесь имеются в виду не гармонические волны, входящие в состав спектра волны той или иной формы, отличающейся от гармонической. Речь будет идти вообще о всевозможных гармонических электромагнитных волнах и их свойствах. Хотя все электромагнитные волны по своей природе одинаковы, но в зависимости от длины волны их свойства могут быть существенно различными. Общая черта всех вообще электромагнитных волн независимо от их длины состоит в том, что они могут распространяться в пространстве в отсутствие какой бы то ни было вещественной среды (т. е. в вакууме) и скорость распространения для всех волн различной длины в этом случае одинакова. Вещественная среда, заполняющая пространство, не только изменяет скорость распространения волн и притом по-разному для волн разной длины, но может существенно изменить характер распространения волн той или иной длины или вообще сделать распространение волн в пространстве невозможным. Эти вопросы мы осветим дальше (в той мере, в какой это важно для радиотехники), а сейчас будем рассматривать электромагнитные волны, не учитывая влияния среды на условия их распространения. Иначе говоря, мы будем рассматривать электромагнитные волны в вакууме, и тогда можно считать, что все они независимо от их длины распространяются с одинаковой скоростью, приблизительно равной 300 000 *км/сек* (или $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*). Для перехода от периода волны T к длине волны λ в таком случае может служить формула

$$\lambda_{см} = 3 \cdot 10^{10} T_{сек},$$

где T — период волны, *сек*.

Однако вместо периода волны чаще применяется частота волны

$$f = \frac{1}{T},$$

т. е. число периодов волны за 1 *сек*, и тогда для перехода от частоты к длине волны пользуются формулой

$$\lambda_{см} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{f_{гц}}.$$

В радиотехнике применяются электромагнитные волны длиной от нескольких километров (в отдельных специальных случаях даже от десятков километров) до долей миллиметра, чему соответствуют частоты от десятков килогерц до сотен тысяч мегагерц, т. е. до сотен гигагерц (герц — единица частоты, соответствующая 1 периоду в секунду, килогерц — 10^3 *гц*, мегагерц — 10^6 *гц*, гигагерц — 10^9 *гц*). Несмотря на очень большое различие в длинах волн, все эти волны возбуждаются сходными методами — при помощи электрических цепей, питаемых переменными токами соответствующей частоты. С другой стороны, эти волны обладают примерно одинаковыми свойствами (если исключить особенности их распространения), среди которых наиболее важное для нас состоит в том, что в электрических цепях эти волны могут вызывать переменные токи соответствующей частоты. На этом и основаны методы обнаружения таких волн. Поскольку они применяются главным образом для передачи радиосигналов, их называют радиоволнами.

Хотя наиболее короткие радиоволны, длиной в десятые доли миллиметра, еще могут быть получены (как и более длинные) с помощью переменных электрических токов, однако для их обнаружения пока не существует достаточно чувствительных методов, аналогичных тем, которые применяются для миллиметровых и более длинных радиоволн. Поэтому волны длиной в десятые доли миллиметра для практических целей пока еще широко не применяются. Непосредственно к ним примыкают инфракрасные волны, имеющие длину волны до 0,0076 *мм* (частота до $4 \cdot 10^{14}$ *гц*). Эти волны не могут быть получены электрическими методами (с помощью переменных токов). Источником инфракрасных волн служат, например, нагретые тела, причем пока температура нагретого тела не очень высока (тело еще не светится), оно испускает главным образом инфракрасные волны. Помимо инфракрасных волн, нагретые тела испускают и более длинные волны — миллиметровые, сантиметровые и еще более длинные. Таким образом, нагретые тела являются источником не только инфракрас-

ных, но и радиоволн. Однако в сторону увеличения длины волны интенсивность излучаемых волн быстро уменьшается. Поэтому можно обнаружить излучение нагретыми телами только наиболее коротких радиоволн. Кроме нагретых тел, источниками инфракрасных волн могут служить отдельные атомы и молекулы, которые излучают эти волны под влиянием некоторых внешних воздействий.

Для обнаружения инфракрасных волн используется главным образом их тепловое действие. Если электромагнитные волны поглощаются каким-либо телом, то электромагнитная энергия, которую они несут с собой, превращается в тепло и нагревает поглощающее тело. Такое тепловое действие вызывают не только инфракрасные, но и всякие электромагнитные волны как более длинные, так и более короткие. Но для более длинных и более коротких волн, чем инфракрасные, существуют более чувствительные методы обнаружения, чем по их тепловому действию. А для инфракрасных волн (кроме наиболее коротких инфракрасных волн) других, более чувствительных методов обнаружения, чем тепловые, не существует.

За инфракрасными волнами следуют световые волны, занимающие совсем небольшую область длин волн от 0,0076 *мм* (частота $4 \cdot 10^{14}$ *гц*) до 0,0038 *мм* (частота $8 \cdot 10^{14}$ *гц*). Источником световых волн могут служить тела, нагретые до достаточно высокой температуры, а также отдельные атомы и молекулы, излучающие эти волны под влиянием некоторых внешних воздействий. Для обнаружения световых волн весьма чувствительным «инструментом» является глаз. Но существуют и другие чувствительные методы обнаружения световых волн, например фотоэлектрические или фотографические. Эти же методы пригодны и для обнаружения наиболее коротких инфракрасных волн.

Далее за видимым светом лежат ультрафиолетовые волны, занимающие область длин волн от 0,0038 *мм* (частота $8 \cdot 10^{14}$ *гц*) до 0,00005 *мм* (частота $6 \cdot 10^{16}$ *гц*). Источником их являются либо очень сильно накаленные тела, испускающие волны, лежащие в длинноволновой части указанной области, либо отдельные атомы, испускающие ультрафиолетовые волны под влиянием некоторых внешних воздействий. Для обнаружения ультрафиолетовых волн применяются главным образом те же методы, что и для обнаружения видимых световых волн.

Наконец, за областью ультрафиолетовых волн лежат области рентгеновых и еще более коротких гамма-лучей, испускаемых атомами, ядрами атомов и отдельными элементарными частицами (протонами, электронами и т. п.) под влиянием различных воздействий. Область гамма-лучей простирается до длин волн порядка $1 \cdot 10^{-10}$ *мм* (частота порядка $3 \cdot 10^{21}$ *гц*). Все достаточно короткие волны, начиная со световых, обладают способностью вызывать ионизацию газа, тем более сильную, чем короче волна. Этой способностью пользуются для обнаружения световых волн, а особенно ультрафиолетовых волн, рентгеновых и гамма-лучей.

Чтобы охватить весь обширный спектр электромагнитных волн в виде некоторой диаграммы, на которой были бы различимы все отдельные перечисленные выше области спектра, нужно выбрать соответствующий масштаб. Если мы разделим весь спектр электромагнитных волн на равные участки по длинам волн, то радиоволны займут участок примерно от $3 \cdot 10^{7}$ *мм* (30 000 *м*) до 0,1 *мм*, т. е. участок шириной около $3 \cdot 10^{7}$ *мм*. Вся остальная часть электромагнитного спектра займет участок от 0,1 до $1 \cdot 10^{-10}$ *мм*, т. е. шириной около 0,1 *мм*. Этот участок был бы исчезающе малым по сравнению с участком, занимаемым радиоволнами, и мы не могли бы на диаграмме указать области всех остальных волн, кроме радиоволн.

Наоборот, если мы разделим весь спектр электромагнитных волн на равные участки по частотам, то радиоволны займут участок от $1 \cdot 10^{4}$ до $3 \cdot 10^{12}$ *гц*, т. е. шириной около $3 \cdot 10^{12}$ *гц*, а вся остальная часть спектра займет участок от $3 \cdot 10^{12}$ до $3 \cdot 10^{21}$ *гц*, т. е. шириной около $3 \cdot 10^{21}$ *гц*. По сравнению с участком спектра, занимаемым другими волнами, участок спектра, занимаемый радиоволнами, был бы исчезающе малым и мы не могли бы изобразить его на диаграмме.

Таким образом, ни в масштабе, где каждому делению соответствует изменение длины волны на одну и ту же величину, ни в масштабе, где каждому делению соответствует изменение частоты на одну и ту же величину, мы не могли бы изобразить всего спектра электромагнитных волн. В этих масштабах мы не могли бы изобразить отдельно участки радиоволн и участки всех остальных волн достаточно детально.

Решение этой задачи подсказывается самим соотношением длин волн и частот между областью радиоволн и всей остальной областью электромагнитного спектра.

Дело в том, что при переходе от одного до другого конца участка радиоволн и от одного до другого конца участка, занимаемого остальной частью спектра, изменение длины волны получается одного порядка: для радиоволн — в $3 \cdot 10^8$ раз, а для остальной части спектра — в 10^9 раз. Поскольку частота обратно пропорциональна длине волны, то изменение частоты получается в такое же

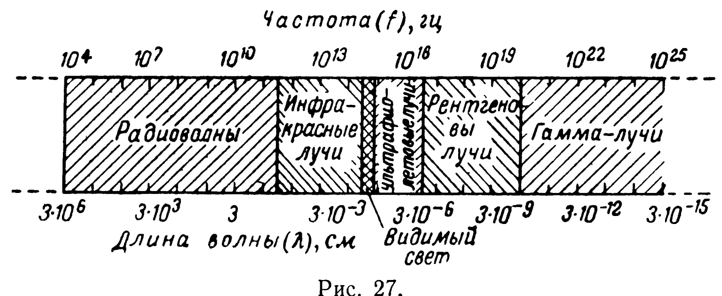


Рис. 27.

число раз. Поэтому если мы выберем такой масштаб, что каждому делению соответствует изменение длины волны или частоты не на одну и ту же величину, а в одно и то же число раз, то область радиоволн и область всех остальных волн займут на диаграмме достаточно большие участки и могут быть изображены одинаково подробно.

Такая диаграмма спектра электромагнитных волн приведена на рис. 27, где каждое деление по оси абсцисс соответствует изменению длины волны или частоты в 10 раз. Подобный масштаб называется логарифмическим, так как он получается, если отложить по оси абсцисс десятичные логарифмы длин волн в обычном линейном масштабе, т. е. таком, в котором каждому делению соответствует изменение логарифма длины волны на одну и ту же величину.

10. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ДЛИННЫХ ЛИНИЯХ

Мы рассмотрели, как перемещается переменное электромагнитное поле в пространстве, не касаясь вопроса о том, как это переменное поле возникло.

В качестве первого примера, поясняющего, как возникает такое переменное электромагнитное поле, которое пе-

ремещается в пространстве в виде электромагнитной волны, рассмотрим линию, состоящую из двух близких параллельных проводников, питаемую переменной э. д. с. от источника, включенного в один из концов линии (рис. 28). Такую линию принято называть симметричной двухпроводной линией.

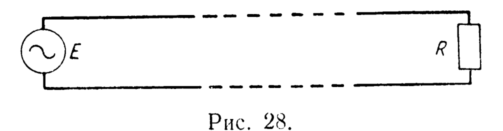


Рис. 28.

Под влиянием переменной э. д. с. E на концах проводов линии, присоединенных к источнику, будут появляться попеременно положительные и отрицательные заряды, которые будут двигаться по проводам линии.

Хотя в проводах фактически движутся в разных направлениях только отрицательные заряды, мы на основа-

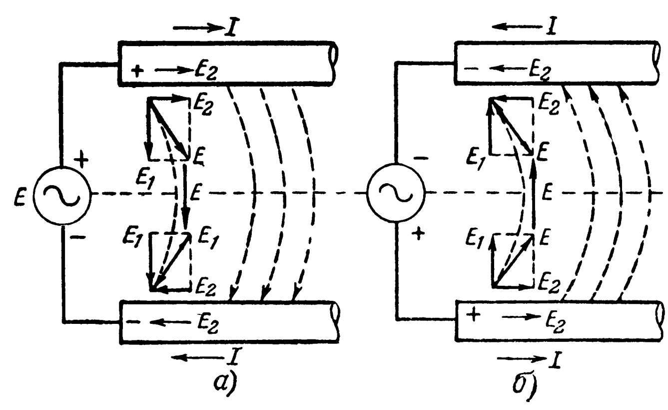


Рис. 29.

нии сказанного в § 4 будем считать, что движутся заряды разных знаков, но в одном направлении.

В соответствии с изменениями направления э. д. с. в течение одного полупериода заряды от источника будут двигаться: положительные — по одному из проводов (например, верхнему, как указано на рис. 29,*а*), а отрицательные — по другому (нижнему на рис. 29,*а*).

Следовательно, в проводах линии вблизи места включения источника э. д. с. возникнут электрические токи,

текущие в обоих проводах в противоположных направлениях. При полярности источника э. д. с., изображенной на рис. 29,*а*, электрический ток в верхнем проводе будет течь от источника, а в нижнем — к источнику. В течение другого полупериода, когда направление э. д. с. источника изменится на обратное, изменятся и знаки зарядов, движущихся от источника по проводам, а значит, и направления токов в проводах линии (рис. 29,*б*).

Рассмотрим те электрическое и магнитное поля, которые создаются зарядами. Строго говоря, характер электрического и магнитного полей в начале линии (вблизи источника) зависит от того, какое сопротивление R включено на конце линии (рис. 28). Но для того чтобы иметь право не учитывать этой зависимости и тем самым упростить рассмотрение, мы будем считать линию настолько длинной, что условия на конце линии никак не влияют на процессы в ее начале. Из дальнейшего станет ясно, почему это получается только при достаточно длинной линии.

В случае, указанном на рис. 29,*а*, верхний провод заряжен положительно, а нижний — отрицательно, значит между проводами существует электрическое поле, характер которого будет примерно таким же, как и поля двух разноименных зарядов, изображенного на рис. 4. Разница заключается лишь в следующем: в случае заряженных разноименных шариков силовые линии, начинающиеся на положительном заряде и кончающиеся на отрицательном, проходят не только в плоскости чертежа, но также впереди и позади этой плокости (на рис. 4 силовые линии, не лежащие в плоскости чертежа, не изображены, так как они загромоздили бы чертеж). Для разноименно заряженных проводов, пока заряды неподвижны, все силовые линии лежат в плоскостях, перпендикулярных проводам, и они расположены в этих плоскостях примерно так же, как силовые линии двух зарядов на рис. 4.

Если же электрические заряды в проводах движутся, то характер электрического поля несколько изменяется: силовые линии немного выгибаются вперед в направлении движения зарядов (на рис. 29 пунктиром изображены те из этих силовых линий, которые лежат в плоскости чертежа). В том, что силовые линии должны быть выгнуты вперед, можно убедиться из следующих соображений. Заряды, находящиеся в концах проводов, создают электрические поля не только между проводами, но и в самих

проводах. Эти поля внутри проводов, направления которых зависят от знаков зарядов, указаны на рис. 29,*а* и *б* сплошными стрелками и их напряженность обозначена E_2. Именно эти поля в проводах и вызывают в них электрические токи. Но эти поля выступают и на поверхность проводников. Следовательно, у поверхности проводников существует как электрическое поле с напряженностью E_1, силовые линии которого перпендикулярны поверхности провода (такое поле создавали бы неподвижные заряды), так и поле с напряженностью E_2, направленное вдоль проводов.

В результате сложения этих двух полей получается поле с напряженностью E, которое не перпендикулярно проводам, а несколько «выгнуто» в направлении движения зарядов. На одинаковых расстояниях от проводов (на пунктирной прямой посредине между проводами) E_2 обращается в нуль, так как поля E_2 двух проводов направлены навстречу и в этом месте уничтожают друг друга. Следовательно, на равных расстояниях от проводов существует только поле E_1, и поэтому результирующее поле здесь направлено перпендикулярно проводам. А это и значит, что силовые линии результирующего поля слегка выгнуты вперед, в направлении от источника.

Для того чтобы определить характер магнитного поля около проводов, нужно учесть, что это поле создается двумя токами, текущими в противоположные стороны. Каждый из токов создает магнитное поле, которое мы уже рассматривали (рис. 13). Магнитные силовые линии этого поля лежат в плоскостях, перпендикулярных проводу, и представляют собой окружности, охватывающие провод с током; направление их определяется по правилу буравчика. Так как токи в проводах направлены в противоположные стороны, то и направления силовых линий этих токов противоположны.

Силовые линии этих обоих полей изображены на рис. 30: для одного поля, созданного током, текущим из-за чертежа, — точками, а для другого тока, текущего за чертеж, — штрихами.

Из рассмотрения рис. 30 видно, что в области между проводами силовые линии обоих полей направлены в одну и ту же сторону, а по обе стороны от проводов — в противоположные стороны. Складываясь, эти поля будут усиливать друг друга там, где они направлены в одну сторону, и ослаблять друг друга там, где они направлены

навстречу. Поэтому наиболее сильное магнитное поле получится только в области между проводами, а во всей остальной области оно будет ослаблено.

Силовые линии этого результирующего поля, как и силовые линии каждого из магнитных полей, лежат в пло-

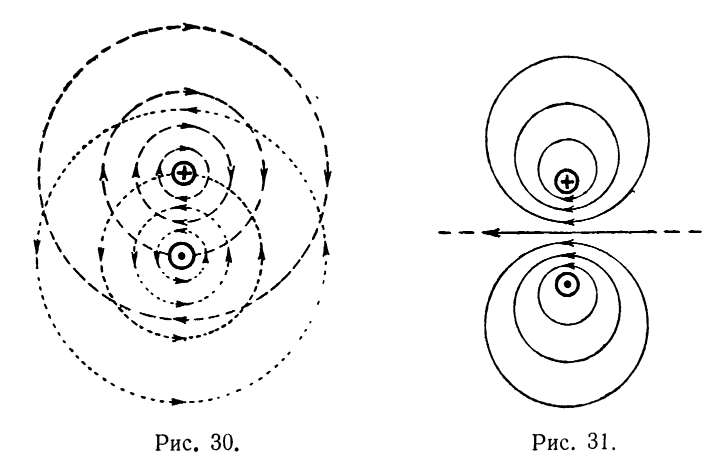


Рис. 30. Рис. 31.

скостях, перпендикулярных проводам линии, и имеют вид, изображенный на рис. 31. Следовательно, как электрическое, так и магнитное поля сосредоточены главным образом в области между проводами и расположены так, как указано на рис. 32 (линии электрического поля — пунктирные, магнитного поля — сплошные). Эти поля перпендикулярны друг другу и изменения в них происходят по одному и тому же закону, определяемому законом изменения э. д. с. источника.

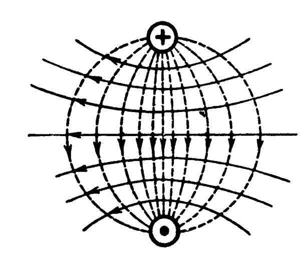


Рис. 32.

Мы видим, что между проводами линии возникает как раз такое переменное элекромагнитное поле, которое мы рассматривали выше. Это поле должно распространяться в направлении, перпендикулярном направлениям электрического и магнитного полей, т. е. вдоль проводов линии. Пользуясь правилом буравчика для полупериода, соответствующего полярности, изображенной на рис. 29,*а*, и учитывая направление магнитного поля между провода-

ми от нас за чертеж, мы убедимся, что электромагнитное поле распространяется в направлении от источника. В течение другого полупериода, когда направление э. д. с. изменится на обратное (рис. 29,*б*), изменятся на обратные также знаки зарядов и направления токов, а значит, и направления обоих полей. А направление распространения электромагнитного поля, возникающего в начале линии, остается прежним — от источника.

Таким образом, вдоль двухпроводной линии, питаемой на одном конце переменной э. д. с., от этого конца распространяется электромагнитная волна, подобно тому как это происходит в свободном пространстве. Роль проводов линии заключается в том, что они направляют волну вдоль линии (в свободном пространстве такое распространение волны в одном направлении было бы невозможно). При этом провода не изменяют существенно скорости распространения волны, и если пространство вокруг проводов не заполнено какой-либо средой, то волна распространяется вдоль линии со скоростью около 300 000 *км/сек*. Практически это справедливо и для линии, окруженной воздухом, так как воздух при атмосферном давлении очень мало изменяет скорость распространения волн.

Когда электромагнитная волна распространяется вдоль линии, то, действуя на провода линии, она вызывает в них появление электрических токов. Поэтому время, необходимое для возникновения тока в данной точке линии, определяется не тем, когда начавшие двигаться от источника э. д. с. электроны достигли бы данной точки (вследствие малой скорости регулярного движения электронов на это потребовалось бы очень большое время), а временем, нужным для распространения электромагнитной волны от источника э. д. с. до данной точки. Именно это мы имели в виду, когда в § 4 при рассмотрении явлений в заряженном на концах стержне утверждали, что время исчезновения зарядов определяется временем распространения электрического поля, а не движения электронов.

Вследствие большой скорости распространения электромагнитных волн это время очень мало. Например, для воздушной линии Москва — Владивосток оно составило бы несколько сотых долей секунды. Лишь такой промежуток времени пройдет между моментом включения в линию источника э. д. с. в Москве и моментом появления электрического тока в приборе, включенном в линию во Владивостоке.

Закон изменений напряженностей электрического и магнитного полей во времени, а значит, и форма распространяющейся вдоль линии электромагнитной волны, как уже сказано, определяются законом изменения э. д. с. В случае, когда э. д. с. источника изменяется по закону синуса (такие э. д. с. чаще всего применяются на практике), вдоль линии будет распространяться гармоническая волна. Это значит, что напряженности электрического и магнитного полей распределяются вдоль линии по гармоническому закону. При этом изменения напряженностей электрического и магнитного полей в каждой точке линии происходят в одной и той же фазе, а изменения напряженностей полей в разных точках линии различаются по фазе.

Сдвиг фаз между двумя точками линии определяется отношением расстояния между этими точками к скорости распространения волны. В точках, между которыми сдвиг фаз равен целому числу 2π, напряженности электрического и магнитного полей в каждый момент времени имеют одинаковые значения. Расстояние между двумя такими соседними точками есть длина волны, распространяющейся вдоль линии.

Если скорость распространения волны вдоль линии не отличается заметно от скорости распространения волн в вакууме, то длина волны в линии определяется той же формулой, что и для свободного пространства, т. е.

$$\lambda = cT,$$

где T — период э. д. с., питающей линию.

А если скорость распространения электромагнитных волн вдоль линии меньше c (в случае, когда провода линии помещены в оболочку из изолятора), то соответственно и длина волны вдоль линии при том же периоде будет меньше, чем в свободном пространстве.

Поскольку появление токов в проводах линии обусловлено воздействием распространяющейся вдоль линии электромагнитной волны, то значит, распределение тока вдоль проводов линии повторяет распределение напряженностей полей в волне. В тех точках, в которых в данный момент времени напряженности полей достигают максимума, токи в проводах достигают максимальной величины, а в тех точках, где напряженности полей в данный момент равны нулю, ток в проводах линии также равен нулю. При этом токи в обоих проводах линии все время направлены в противоположные стороны.

Картина распределения тока в проводах линии схематически изображена на рис. 33. Стрелки в проводах линии указывают направление и величину тока в разных участках линии (величина тока пропорциональна длине стрелки). Пунктирные линии изображают силовые линии электрического поля между проводами для того же момента времени, причем, как всегда, напряженность поля пропорциональна густоте силовых линий. Силовые линии магнитного поля на рис. 33 не показаны, но этого и не нужно, так как нам известно, что напряженности обоих полей изменяются в фазе, т. е. распределение напряженности магнитного поля вдоль провода в данный момент времени будет таким же, как и напряженности электриче-

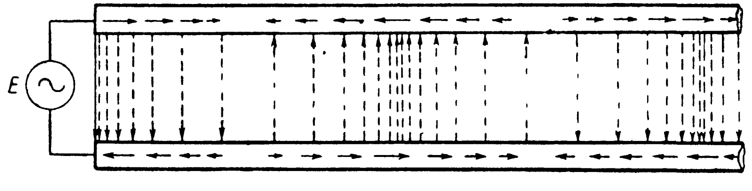


Рис. 33.

ского поля. Для того чтобы наглядно представить изменения во времени напряженности электрического поля между проводами и тока в проводах, нужно представить себе, что все стрелки (пунктирные и сплошные) движутся со скоростью c вдоль линии вправо, не изменяя своего взаимного расположения.

Распределение токов в проводах линии, показанное на рис. 33, можно назвать волной тока. Распределение напряжения между проводами линии, которое можно назвать волной напряжения, повторяет распределение напряженности электрического поля, изображенное на рис. 33, так как напряжение между двумя проводами линии в каждом сечении линии пропорционально напряженности поля в этом сечении. Таким образом, вместе с электромагнитной волной вдоль линии распространяются волна напряжения и волна тока. Распределения напряжения и тока в этих волнах напряжения и тока так же «заморожены», как и распределения напряженностей электрического и магнитного полей в движущейся вдоль линии электромагнитной волне.

Изображать распределения напряженности полей и тока так, как это сделано на рис. 33, во многих отношениях не-

удобно. Более удобный, но в некотором отношении менее наглядный способ состоит в следующем. Будем откладывать значения напряженностей полей, напряжения и тока в виде отрезков, перпендикулярных оси линии, так, чтобы длина отрезка изображала значение откладываемой величины в некотором условном масштабе (положительные значения — вверх, а отрицательные — вниз). Соединив концы этих отрезков, мы получим плавную кривую, изображающую распределение вдоль линии откладываемой величины (рис. 34).

В случае гармонических волн эта кривая будет синусоидой как для распределения напряженностей электрического и магнитного полей, так и для распределения напряжения между проводами линии и тока в линии. Поскольку изменения всех этих величин в каждой точке линии происходят в одинаковой фазе, то все четыре синусоиды будут в одних и тех же точках проходить через нуль и достигать максимумов одного и того же знака. А если мы выберем условные масштабы так, чтобы значения максимумов у всех четырех величин были одинаковыми, то все четыре синусоиды совпадут.

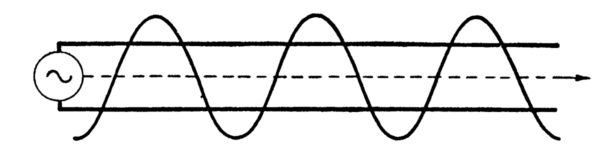


Рис. 34.

Таким образом, одна и та же синусоида на рис. 34 изображает для какого-то момента времени распределение вдоль линии как величин напряженностей электрического и магнитного полей, так и величин напряжения между проводами линии и тока в проводах. Изменения всех этих величин со временем мы получим, представив себе, что эта синусоида движется вдоль линии со скоростью c. Этот способ очень удобен, но менее нагляден, чем примененный на рис. 33. Он не дает должного представления о направлении изображаемых величин в пространстве, так как величины напряженностей электрического и магнитного полей и тока расположены в пространстве в трех взаимно-перпендикулярных направлениях, а откладываются все в одном направлении.

Все сказанное о распространении электромагнитных волн вдоль симметричной двухпроводной линии применимо и к так называемой коаксиальной линии. У нее один из проводов представляет собой трубку, а внутри этой трубки располагается второй провод так, чтобы оси трубки и провода совпадали (рис. 35). Правда, характер полей в коаксиальной линии несколько иной, нежели в симметричной двухпроводной линии. Силовые линии электрического поля между наружным и центральным проводами направлены по радиусам (пунктирные линии на рис. 35). Для того чтобы выяснить характер магнитного поля в коаксиальной линии, надо учесть, что ток, текущий по трубке, создает магнитное поле только во внешнем пространстве, а внутри трубки магнитное поле отсутствует. Это следует из того, что силовые линии магнитного поля должны охватывать тот ток, который это поле создал. С другой стороны, токи в трубке и центральном проводе текут в разные стороны и их магнитные поля имеют противоположные направления. Поэтому там, где существуют оба поля, т. е. вне трубки, они взаимно уничтожаются, т. е. магнитное поле отсутствует. А в пространстве между стенками трубки и центральным проводом, где поле создается только током, текущим по центральному проводу, это поле выглядит так же, как поле прямолинейного тока, т. е. его силовые линии представляют собой окружности, охватывающие центральный провод (сплошные линии на рис. 35).

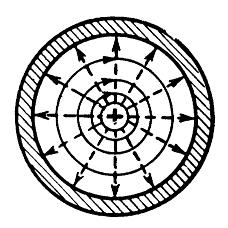


Рис. 35.

Хотя конфигурации электрического и магнитного полей в коаксиальной линии несколько отличаются от их конфигураций в симметричной двухпроводной линии, но и в том и в другом случаях оба поля в каждой точке пространства направлены взаимно-перпендикулярно. Поэтому электромагнитная волна вдоль коаксиальной линии распространяется так же, как вдоль двухпроводной.

Все приведенное выше рассмотрение справедливо при одном важном ограничении, которого мы раньше не сформулировали, чтобы не загромождать изложения. Оно вытекает из того, что переменные магнитные поля двух противоположных по фазе токов, текущих в проводах линии, мы считали в любой точке равными по величине и противоположными по направлению, т. е. противоположными

по фазе. Иначе говоря, мы пренебрегали сдвигом фаз, который получается за счет того, что и в направлении, перпендикулярном проводам, магнитное поле распространяется не мгновенно, а со скоростью c. Но, как было показано в § 8, сдвиг фаз $\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}$, где d в нашем случае — расстояние между проводами. Пренебречь этим сдвигом фаз можно, только если он очень мал, т. е. если $d \ll \lambda$. Поэтому все наши выводы справедливы только до тех пор, пока длина волны, возбуждаемой в линии, много больше, чем расстояние между проводами (для коаксиальной линии — расстояние между внутренней стенкой трубки и поверхностью центрального провода).

11. ПЕРЕДАЧА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ ПО ПРОВОДАМ

Так как с электромагнитной волной связана энергия ее электрического и магнитного полей, то распространение этой волны вдоль линии сопровождается переносом вдоль линии электромагнитной энергии. Обычно для краткости говорят о передаче или распространении электромагнитной энергии, имея в виду, что распространяется электромагнитная волна, а с нею переносится и энергия. Проследим этот процесс переноса энергии более детально (при этом мы ограничимся только случаем гармонической волны).

Как мы видели, электрическое и магнитное поля в начале линии, т. е. у места присоединения источника э. д. с., создаются электрическими зарядами, которые под действием э. д. с. поступают в провода линии. При этом э. д. с. совершает некоторую работу, которая отчасти идет на преодоление сопротивления проводов, а отчасти превращается в энергию электрического и магнитного полей, создаваемых движущимися зарядами.

Если сопротивление линии проводов мало, то почти вся работа э. д. с. превращается в энергию электромагнитного поля. Энергия эта уходит вместе с распространяющейся вдоль линии волной. Но от источника э. д. с. в линию все время поступают новые заряды, поддерживающие электрическое и магнитное поля в начале линии. Поэтому все время поддерживается и поток электромагнитной энергии вдоль линии, причем его мощность, т. е. количество энергии, протекающей через поперечное сечение линии в начале ее в единицу времени, примерно равна мощности, отдаваемой в линию источником э. д. с. Если со-

противление проводов мало, то вообще можно пренебречь потерями энергии на небольшом отрезке линии и считать, что вся мощность, отдаваемая источником э. д. с., идет на создание потока электромагнитной энергии вдоль линии. Однако при распространении волн вдоль линии на большое расстояние потерями энергии в линии пренебрегать уже нельзя, даже в том случае, когда сопротивление проводов линии мало. Нужно учитывать, что часть энергии электромагнитной волны рассеивается в проводах линии, превращаясь в тепло, и, следовательно, мощность потока энергии по мере удаления от начала линии постепенно уменьшается.

Происходит это рассеяние энергии в проводах линии следующим образом. Как уже отмечалось, электромагнитная волна по мере своего распространения создает электрическое поле не только между проводами линии, но и в самих проводах; это поле в проводах, направленное вдоль провода, вызывает появление электрических токов в проводах. Но электрическое поле в проводнике, как мы видели, совершает работу по ускорению электрических зарядов (электронов, если речь идет о металлическом проводнике), т. е. энергия поля в проводнике превращается в кинетическую энергию электронов, которая при соударениях с неподвижными ионами проводника превращается в тепло.

Таким образом, вся та доля энергии электромагнитной волны, которая связана с электрическим полем, возбуждаемым волной в проводниках, превращается в тепло, и на эту долю уменьшается энергия распространяющейся вдоль линии электромагнитной волны. На каждой единице длины линии теряется некоторая доля энергии волны. И даже если эта доля мала, то на большом участке длины линии убыль энергии волны может быть очень велика. Например, если на 1 *м* длины линии теряется лишь $^1/_{100}$ всей энергии волны, то на расстоянии 100 *м* энергия волны уменьшится почти в 3 раза, а на расстоянии 1 000 *м* — в 22 000 раз!

Уменьшению энергии электромагнитной волны соответствует уменьшение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей волны. Иначе говоря, по мере распространения вдоль линии электромагнитная волна постепенно затухает, и это затухание тем сильнее, чем больше доля энергии, которая теряется на единице длины линии. Поэтому мы должны ввести поправку в ту картину

распространения волны вдоль линии, которую мы рассматривали выше, не учитывая затухания волны. Распространение волны мы представляли как движение вдоль линии с некоторой постоянной скоростью синусоид, изображающих распределение напряженностей электрического и магнитного полей волны. Вследствие затухания волны амплитуды этих синусоид должны убывать по мере движения синусоид вдоль линии.

В предыдущих рассуждениях причиной затухания волны были потери энергии в самих проводах линии. Они являются главной, но не единственной причиной затухания волн, распространяющихся вдоль линии. Затухание может быть вызвано также диэлектрическими потерями и потерями на излучение, сущность которых будет рассмотрена ниже. Все эти потери растут с уменьшением длины волны. Причины этого также выяснятся в дальнейшем Поэтому чем короче волна, тем сильнее она затухает при распространении вдоль линии.

Поскольку при распространении вдоль линии электромагнитная волна в той или иной мере затухает, она может распространяться в линии только на ограниченное расстояние, на котором она практически полностью затухнет. Если длина линии больше этого расстояния, то остальная часть линии, до которой волна практически не доходит, не будет играть никакой роли в рассматриваемом процессе. Эта часть линии не будет влиять на распространение волны в той части линии, в которой волна еще не затухла, и, конечно, никакой роли не будет играть то сопротивление, которое включено в конец линии. Именно этот случай мы имели в виду, когда в § 10 рассматривали распространение волны в линии, не учитывая того, что происходит на ее дальнем конце.

Из сказанного ясно, что в данном случае энергия, отдаваемая источником э. д. с., целиком рассеивается в достаточно длинной линии и не достигает нагрузки, включенной в конце. Но те же условия распространения электромагнитной волны, при которых волна затухает, не дойдя до конца длинной линии, мы можем получить и в сравнительно короткой линии, не обладающей заметным затуханием, если в конце его включим сопротивление R (рис. 36,*а*) такой величины, чтобы оно потребляло всю мощность, достигающую конца линии. Такое сопротивление называется согласованной нагрузкой. При наличии согласованной нагрузки в отрезке линии процессы происходят так же, как

и в случае, если к концу этого отрезка вместо сопротивления присоединили достаточно длинный дополнительный отрезок такой же линии, в котором также потребляется вся подводимая к нему мощность (рис. 36,б). В отрезке линии с согласованной нагрузкой распространяется электромагнитная волна, которая не имеет заметного затухания в линии, но зато сразу «затухает» во включенной в конце линии нагрузке. Почти вся мощность, отдаваемая источником э. д. с. в линию (кроме небольшой доли, теряющейся в линии), будет потребляться нагрузкой, включенной в конце линии. Этот случай называют «передачей электромагнитной энергии по проводам». Однако такая формулировка не вполне соответствует истинному положению.

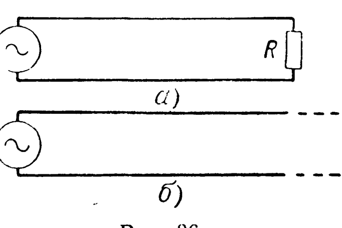


Рис. 36.

Как мы убедились, энергия распространяется вместе с электромагнитной волной не по проводам, а вдоль них. Образно можно сказать, что провода линии — это не трубы, по которым энергия «течет», а рельсы, по которым она «скользит». В случае коаксиальной линии на первый взгляд может показаться, что уместно говорить о трубе, по которой энергия «течет». Но и в этом случае энергия переносится волной в пространстве между трубкой и центральным проводом, т. е. вдоль проводников, а не по ним. Проводники, т. е. трубка и центральный провод, и в этом случае являются лишь «направляющими», вдоль которых «скользит» энергия. То обстоятельство, что одна из «направляющих» имеет форму трубы, никакой принципиальной роли не играет. В самих проводниках энергия электромагнитного поля рассеивается на месте, превращаясь в тепло. Поэтому по проводникам электромагнитная энергия вообще не может распространяться на сколько-нибудь значительные расстояния.

Все сказанное справедливо для любых частот э. д. с., питающей линию, т. е. для любых длин волн, кроме самых коротких, для которых расстояние между проводами линии уже не будет очень малым по сравнению с длиной волны (как это было оговорено в § 10). В частности, сказанное применимо и тогда, когда длина волны значительно превосходит длину линии. Но в этом случае сдвиг фаз между напряженностями полей или напряжениями, или токами

в разных точках короткой линии, равный $\varphi=2\pi\frac{d}{\lambda}$, будет мал даже для точек, находящихся на разных концах линии, т. е. когда d есть длина линии (так как $d\ll\lambda$). Следовательно, когда длина линии гораздо меньше длины волны, мы практически не обнаруживаем сдвига фаз между напряжениями или токами в разных точках линии. Но этот сдвиг фаз является основным признаком того, что вдоль линии распространяется электромагнитная волна, так как именно сдвиг фаз отражает то запаздывание во времени, которое обусловлено движением полей вдоль линии с конечной скоростью.

Поэтому в случае, когда длина волны гораздо больше длины линии, хотя мы практически не наблюдаем распространения электромагнитной волны вдоль линии, но с точки зрения передачи энергии все происходит так же, как и в случае, когда длина волны меньше длины линии: энергию переносит электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль линии.

Так, например, в обычных линиях электропередачи, питаемых током с частотой 50 *гц*, что соответствует длине волны 6 000 *км*, длина линии в большинстве случаев оказывается гораздо меньше длины волны. Поэтому в таких линиях (кроме наиболее длинных, как, например, линия электропередачи Куйбышевская ГЭС — Москва) картина распространения электромагнитной волны вдоль линии теряет свои характерные черты. Сдвиги фаз, даже между крайними точками линии, оказываются очень малыми, и практически можно считать, что напряжение и ток во всех точках линии имеют одну и ту жу фазу.

При таком предположении картина распространения электромагнитной волны вдоль линии теряет свои характерные черты. Затухание волны при распространении вдоль линии учитывается как падение напряжения в линии, вследствие чего напряжение между проводами линии постепенно убывает от начала к концу линии. Но электромагнитная энергия и в этом случае переносится все же электромагнитной волной. То же самое справедливо и для линии постоянного тока. К нему можно перейти, уменьшая частоту питающей линию э. д. с. до нуля, что соответствует беспредельному увеличению длины волны. Словом, во всех без исключения случаях передача электромагнитной энергии на сколько-нибудь значительные расстояния происходит с помощью электромагнитных волн.

12. ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Распространяясь вдоль длинной линии, электромагнитная волна все время остается связанной с проводами линии: она «скользит» вдоль проводов, как бы опираясь на них. Но можно создать такие условия, при которых электромагнитная волна теряет свою связь с проводами и распространяется дальше в свободном пространстве. Процесс образования электромагнитных волн, не связанных с проводами, называется излучением электромагнитных волн.

Излучение электромагнитных волн возникает, например, в случае, когда к концам проводов двухпроводной линии, вдоль которой распространяется электромагнитная волна, присоединены два прямолинейных отрезка провода, расположенных перпендикулярно линии (рис. 37). В этих отрезках проводов под действием поля электромагнитной волны, так же как в проводах линии, будет происходить движение электрических зарядов и возникнет электрический ток. Знаки зарядов и направления тока в отрезках проводов останутся такими же, как и в проводах линии, т. е. в каждый момент заряды на обоих отрезках равны по величине и противоположны по знаку, а токи направлены навстречу, в том смысле, что когда в одном отрезке ток течет от точки его присоединения к линии к свободному концу отрезка, в другом отрезке ток течет от свободного конца отрезка к точке присоединения его к линии.

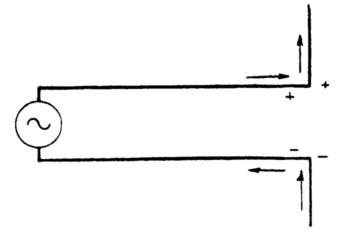


Рис. 37.

Следовательно, в пространстве направление токов в отрезках проводов в каждый момент времени совпадает и эти токи как бы являются один продолжением другого.

Сочетание двух связанных электрических зарядов, равных по величине и противоположных по знаку, называется диполем. Рассматриваемые нами два отрезка провода, присоединенных к концу линии, образуют такой диполь.

Вследствие того что отрезки провода, образующие диполь, расположены на одной прямой, а не параллельно друг другу, как провода линии, движущиеся в диполе,

заряды создают электрическое и магнитное поля, конфигурации которых существенно отличаются от конфигураций полей вокруг двухпроводной линии. Так как две половины диполя в каждый момент заряжены разноименными зарядами, то силовые линии создаваемого ими электрического поля начинаются на одной половине диполя и кончаются на другой (пунктирные линии на рис. 38). С другой стороны, так как токи, текущие в двух половинах диполя, являются как бы продолжением один другого, то вместе они создают такое же магнитное

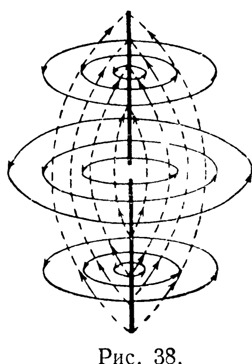


Рис. 38.

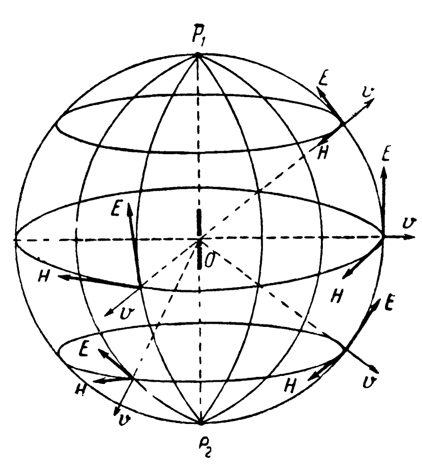


Рис. 39.

поле, как прямолинейный ток, т. е. силовые линии этого поля представляют собой окружности, центры которых лежат на линии расположения отрезков провода (сплошные линии на рис. 38).

Оба создаваемых движущимися зарядами поля изменяются во времени по тому же закону, по какому изменяется ток, текущий в диполе. Следовательно, в пространстве, окружающем диполь, возникает переменное электромагнитное поле, в котором, как это видно из рис. 38, направления электрического и магнитного полей в каждой точке перпендикулярны друг другу. Кроме того, не слишком близко к диполю направления обоих полей в каждой точке перпендикулярны радиусу, проведенному из центра диполя к рассматриваемой точке (рис. 39).

Если вдоль двухпроводной линии, к которой присоединен диполь, распространяется гармоническая волна, то она возбуждает в проводах диполя переменный ток, изменяющийся по синусоидальному закону. Тогда по этому же

закону изменяются и напряженности электрического и магнитного полей, возникающих вокруг диполя, причем эти изменения происходят в одинаковых фазах (последнее справедливо только в области, не слишком близкой к диполю, начиная с расстояний порядка длины волны). При этом, как видно из рис. 39, направления обоих полей оказываются всегда такими, что буравчик, расположенный вдоль радиуса сферы, описанной вокруг диполя, при повороте его рукоятки по кратчайшему расстоянию от направления электрического поля к направлению магнитного поля будет двигаться (ввинчиваться или вывинчиваться) в направлении от диполя. Так как оба поля изменяются в одинаковых фазах, то они одновременно изменяют направление на обратное, поэтому направление движения буравчика все время остается неизменным.

Таким образом, вокруг диполя возникает переменное электромагнитное поле, которое должно распространяться от диполя в виде электромагнитной волны. Удаляясь от диполя, электромагнитная волна теряет связь с ним и распространяется в свободном пространстве все дальше и дальше, т. е. диполь излучает электромагнитные волны.

Так как переменное электромагнитное поле возникает во всем пространстве, окружающем диполь, то электромагнитные волны распространяются от него во всех направлениях. Однако амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей, создаваемых диполем, в разных направлениях различны.

Рассмотрим, как зависят от направлений амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей, создаваемых диполем, для случая, когда размеры диполя не превышают половины длины волны. Если в сфере, центр которой O совпадает с центром диполя (рис. 39), примем точки пересечения оси диполя со сферой за полюсы (P_1 и P_2), то на экваторе этой сферы амплитуды напряженностей обоих полей наибольшие, а для точек, лежащих на одном меридиане, по мере приближения к полюсам амплитуды напряженностей полей убывают до нуля. Во всех точках, лежащих на одной параллели, амплитуды напряженностей обоих полей одинаковы. Соответственно и амплитуды напряженностей полей в волнах, излучаемых в разных направлениях, также оказываются различными. Они наибольшие в направлениях, перпендикулярных диполю, и постепенно уменьшаются по мере отклонения от этих направлений. В направлении вдоль диполя амплиту-

ды напряженностей равны нулю, т. е. в этом направлении электромагнитная волна вообще не излучается.

Направления электрического и магнитного полей в излучаемой диполем электромагнитной волне легко определить, глядя на рис. 39. Вектор напряженности электрического поля излучаемой волны лежит в той же плоскости, в которой расположен сам диполь; направление магнитного поля перпендикулярно этой плоскости. Кроме того, как всегда в электромагнитной волне, направления обоих полей перпендикулярны направлению распространения волны, т. е. радиусу, проведенному из точки O. Фаза волны одинакова во всех точках, лежащих на любой сфере, имеющей центр в середине диполя. Поверхность, на которой лежат точки волны, имеющие одинаковую фазу, называется фронтом волны. Следовательно, диполь излучает волну со сферическим фронтом. На больших расстояниях от всякой антенны фронт излучаемой ею волны можно считать сферическим. При очень большом радиусе сферы небольшие участки ее можно считать плоскими. Поэтому вдали от антенны в ограниченной области всегда можно считать фронт излучаемой волны плоским.

Излучаемые диполем электромагнитные волны уносят с собой ту энергию, которая заключена в электрическом и магнитном полях этих волн. Следовательно, через поверхность сферы, окружающей диполь, изнутри наружу проходит поток электромагнитной энергии. Эту энергию доставляет электромагнитная волна, распространяющая вдоль линии и питающая диполь.

Плотность потока этой энергии, т. е. количество энергии, проходящей за единицу времени через перпендикулярную направлению распространения энергии площадку, имеющую площадь, равную единице, в разных точках сферы оказывается различным. Она наибольшая в тех точках, где амплитуды напряженностей полей волны наибольшие (т. е. вблизи экватора), и уменьшается по мере приближения к полюсам. Если построить две сферы разных радиусов R_1 и R_2 (рис. 40), то весь поток электромагнитной энергии, который проходит через первую сферу, проходит и через вторую, конечно при условии, что между ними энергия нигде не поглощается. Значит, мощность всего потока энергии, проходящего через обе сферы, одна и та же. Но тогда плотности потока энергии через обе сферы различны, так как поверхности двух сфер не одинаковы, а относятся как квадраты их радиусов. Следова-

тельно, по мере удаления от диполя плотность потока энергии уменьшается пропорционально квадрату расстояния от диполя. С другой стороны, плотность потока энергии, переносимой волной, определенным образом связана с напряженностями электрического и магнитного полей этой волны.

Теоретическое рассмотрение показывает, что плотность потока энергии пропорциональна произведению напряженностей электрического и магнитного полей волны. И если плотность потока энергии убывает пропорционально квадрату расстояния до диполя, то амплитуды напряженностей полей в волне, поскольку они убывают одинаково, должны убывать пропорционально расстоянию до диполя.

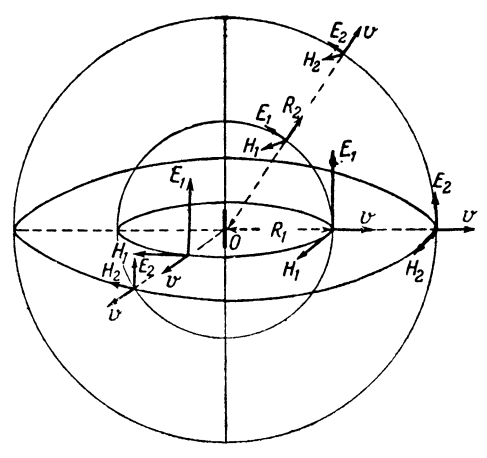


Рис. 40.

Поэтому на рис. 40, где радиус R_2 примерно вдвое больше радиуса R_1, напряженности полей E_2 и H_2 на сфере радиуса R_2 в каждом направлении примерно вдвое меньше напряженностей полей E_1 и H_1 на сфере радиуса R_1.

Эта зависимость справедлива во всех случаях распространения электромагнитных волн в свободном пространстве. Уменьшение амплитуд напряженностей полей электромагнитной волны в свободном пространстве происходит потому, что, распространяясь в пространстве, волна захватывает все бо́льшие и бо́льшие области (так как волна в той или иной степени всегда расходится, удаляясь от диполя) и плотность энергии волны, т. е. количество энер-

гии, приходящееся на единицу объема пространства, по мере удаления от диполя уменьшается. А это значит, что уменьшаются амплитуды напряженностей полей в волне, хотя никакого поглощения энергии волны и превращения ее в другой вид энергии при распространении в свободном пространстве не происходит.

Если бы в пространстве, в котором происходит распространение волны, присутствовали проводники, то волна вызывала бы появление в них токов и на создание этих токов расходовалась бы часть энергии электромагнитной волны. В этом случае амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей волны убывали бы быстрее, чем пропорционально первой степени расстояния от диполя. Помимо ослабления волны, вызванного расхождением волны при распространении, происходило бы затухание волны, обусловленное потерями энергии в среде, в которой распространяется волна.

Вернемся теперь к вопросу о той общей мощности, которая превращается в мощность излучаемых диполем электромагнитных волн. Прежде всего эта мощность зависит от соотношения между длиной диполя и длиной излучаемой волны. Если длина диполя очень мала по сравнению с длиной излучаемой волны, то мощность излучаемых диполем волн очень мала. Чтобы диполь излучал волны значительной мощности, его длина не должна быть мала по сравнению с длиной волны. Поэтому чем длиннее излучаемая волна, тем больше должны быть размеры диполей. Уже это одно затрудняет излучение электромагнитных волн очень большой длины. Кроме того, при применении очень длинных волн возникает ряд других трудностей. В силу этих трудностей для радиосвязи обычно применяются волны не длиннее нескольких тысяч метров. Поэтому хотя все, что мы говорили выше об излучении электромагнитных волн, принципиально справедливо для всех волн, любой длины, но практически излучение электромагнитных волн становится заметным только тогда, когда длина излучаемой волны не очень велика, т. е. частота тока, возбуждающего переменное электромагнитное поле, не слишком низка (по крайней мере не ниже нескольких десятков килогерц).

Если длина диполя подобрана соответствующим образом и потери энергии в проводах диполя малы, то почти вся мощность, которую приносит с собой распространяющаяся вдоль линии и питающая диполь электромагнит-

ная волна, передается волнам, излучаемым диполем в окружающее пространство. В отношении потребления подводимой из линии мощности подобный диполь ведет себя так же, как включенное в конец линии сопротивление, потребляющее всю подводимую мощность. Можно сказать, что диполь обладает *сопротивлением излучения*, равным тому сопротивлению, в котором потреблялась бы такая же мощность. Но обычное сопротивление определяет мощность, затрачиваемую на нагрев проводника, а сопротивление излучения характеризует мощность, затрачиваемую на излучение электромагнитных волн. Так как провода диполя обладают некоторым сопротивлением, то мощность, подводимая к диполю, расходуется не только на излучение, но и на нагрев проводов диполя. Чем больше сопротивление излучения диполя по сравнению с сопротивлением его проводов, тем бóльшая доля всей мощности, подводимой к диполю, излучается в виде электромагнитных волн и тем больше к. п. д. диполя как излучателя электромагнитных волн.

В качестве излучателей электромагнитных волн в радиотехнике применяются специальные устройства, которые носят название передающих антенн. Рассмотренный диполь является простейшей передающей антенной. На практике обычно применяются более сложные антенны.

Рассмотрим теперь вопрос об излучении электромагнитных волн двухпроводной линией, которого мы не касались раньше, поскольку процесс излучения электромагнитных волн еще не был рассмотрен.

Всякий прямолинейный проводник, питаемый переменным током, создает вокруг себя переменное электромагнитное поле и подобно диполю должен излучать электромагнитные волны. Поэтому каждый из проводов двухпроводной линии, питаемой переменной э. д. с., должен был бы излучать электромагнитные волны. Но токи в обоих проводах в каждой точке линии равны по величине и направлены в противоположные стороны. Поэтому каждые два противолежащих участка проводов линии, например $а_1б_1$ и $а_2б_2$ (рис. 41), излучают электромагнитные волны в противоположных фазах. В направлениях N_1 и N_2, перпендикулярных плоскости линии (рис. 41), в которых разность хода для волн, излучаемых обоими проводами линии, равна нулю, обе волны в любую точку приходят в противоположных фазах и, складываясь, уничтожают друг друга. Поэтому в направлениях N_1 и N_2 двухпровод-

ная линия не излучает электромагнитных волн. В направлениях же M_1 и M_2 (рис. 41), лежащих в плоскости линии, обе волны приходят в любую точку с разностью хода, равной расстоянию между проводами линии, т. е. с раз-

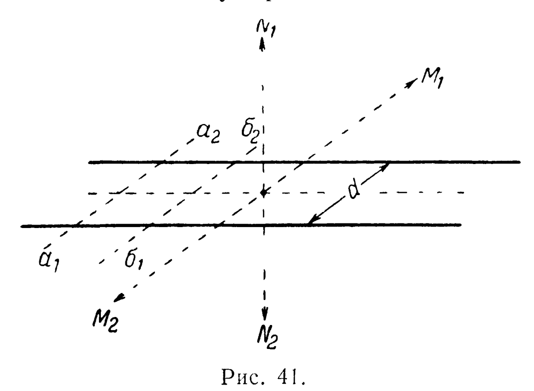


Рис. 41.

ностью фаз $\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}$. Так как, кроме того, оба провода излучают волны в противофазе, т. е. со сдвигом фаз π, то общий сдвиг фаз между волнами, пришедшими в какую-либо точку в направлении M_1 или M_2 от двух проводов линии, равен

$$\varphi_1 = \pi - \frac{2\pi d}{\lambda} = \pi\left(1 - \frac{2d}{\lambda}\right).$$

Если расстояние d очень мало по сравнению с длиной волны λ, то разность фаз равна π, и поэтому в направлении M_1M_2 обе волны, так же как и в направлении N_1N_2, гасят друг друга. Если же d не очень мало по сравнению с λ, то сдвиг фаз меньше π. Тогда обе волны приходят уже не точно в противоположных фазах и поэтому не полностью гасят друг друга в направлении M_1M_2, т. е. двухпроводная линия будет излучать электромагнитные волны. Это излучение тем сильнее, чем ближе расстояние между проводами к половине длины волны. При $d = \frac{\lambda}{2}$ сдвиг фаз между волнами равен нулю, т. е. обе волны, складываясь в фазе, усиливают друг друга.

Таким образом, всякая пара параллельных проводов с одинаковыми переменными токами, направленными в противоположные стороны, вообще не излучает электромагнитных волн в направлении, перпендикулярном плоско-

сти, в которой лежат провода, а в направлении, лежащем в самой этой плоскости, излучает тем слабее, чем меньше расстояние между проводами по сравнению с длиной волны.

Поскольку при рассмотрении двухпроводной линии мы ограничились случаем, когда расстояние между проводами мало по сравнению с длиной волны, то на основании только что сказанного можно для этого случая пренебрегать излучением электромагнитных волн линией. Однако на практике очень уменьшать расстояние между проводами линии не всегда оказывается возможным.

Иногда приходится пользоваться двухпроводными линиями, у которых расстояние между проводами не очень мало по сравнению с длиной волны. Тогда двухпроводная линия излучает радиоволны (сильнее всего в плоскости, в которой лежат провода линии), и на это излучение расходуется часть мощности, которую потребляет линия. Эти потери на излучение увеличивают затухание волн в линии. Потери на излучение очень малы в коаксиальных линиях. Так как для волн, излучаемых внешней трубкой коаксиальной линии и центральным проводом, разность хода во всех направлениях равна нулю (разность хода нужно отсчитывать от точек, из которых расходятся обе волны, т. е. от оси линии), то обе эти волны приходят в любую точку пространства в противофазе и гасят друг друга. Излучение электромагнитных волн коаксиальной линией полностью отсутствует, если токи во внешней трубке и центральном проводе равны по амплитуде и противоположны по фазе. Даже если это условие выполнено не вполне точно, потери на излучение, а следовательно, и затухание волн в коаксиальной линии значительно меньше, чем в двухпроводной.

13. ПРИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Для того чтобы передавать электромагнитную энергию на значительное расстояние без проводов в виде электромагнитных волн, распространяющихся в свободном пространстве, необходимо в начале «линии передачи» осуществить излучение электромагнитных волн, а в конце «линии передачи» извлечь из электромагнитной волны энергию, которую она с собой принесла. Задача приема электромагнитных волн является обратной задаче их излучения. Для приема электромагнитных волн можно применять такие же антенны, которые применяются для излучения

электромагнитных волн. Иначе говоря, передающие и приемные антенны устроены в принципе одинаково. Обычно они различаются главным образом размерами и конструкцией.

Рассмотрим, как будет действовать в качестве приемной антенны то же устройство, которое мы рассматривали в качестве передающей антенны, — диполь, присоединенный к концам двухпроводной линии (рис. 42). Если на диполь действует распространяющаяся в пространстве электромагнитная волна, то электрическое поле этой волны вызывает электрический ток в проводах диполя, конечно, только тогда, когда возникает движение электронов вдоль провода. Наиболее благоприятным в этом смысле будет случай, когда электрическое поле волны направлено по оси диполя. Чем больше угол α между вектором напряженности электрического поля волны E и осью диполя O_1O_2 (рис. 43), тем меньше составляющая напряженности электрического поля, направленная по оси диполя и вызывающая движение электронов вдоль диполя. Если $\alpha=90°$, то электрическое поле волны не вызывает движения электронов вдоль диполя и, следовательно, волна не создает электрического тока в диполе.

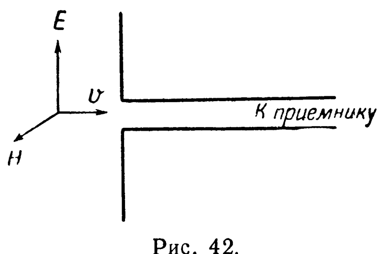


Рис. 42.

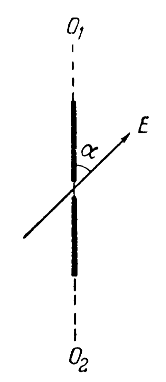


Рис. 43.

Электрическое поле волны, действующее вдоль провода диполя, играет роль э. д. с. Если электрическое поле волны вызывает ток в диполе, то энергия этого поля затрачивается на создание тока, т. е. превращается отчасти в тепло (поскольку провода диполя обладают сопротивлением), а отчасти в энергию тех электрического и магнитного полей, которые создаются зарядами, движущимися в диполе под действием электрического поля приходящей волны. Токи, возбуждаемые в диполе приходящей волной, вызовут появление переменных электрических зарядов на концах проводов линии, к которым диполь присоединен. Вследствие этого в линии возникает электромагнитная волна, которая распространяется от диполя вдоль линии.

Если сопротивление проводов диполя мало, то почти вся энергия, которую приходящая электромагнитная волна затрачивает на создание тока в диполе, превращается в энергию электромагнитной волны, распространяющейся вдоль линии. В другой конец линии включен приемник, на входе которого приходящая электромагнитная волна создает переменные напряжения и токи, которые затем преобразуются, усиливаются и действуют на те или иные выходные приборы. Таким образом, приемный диполь извлекает электромагнитную энергию из приходящей волны и через линию передает ее в приемник. Энергия, которую

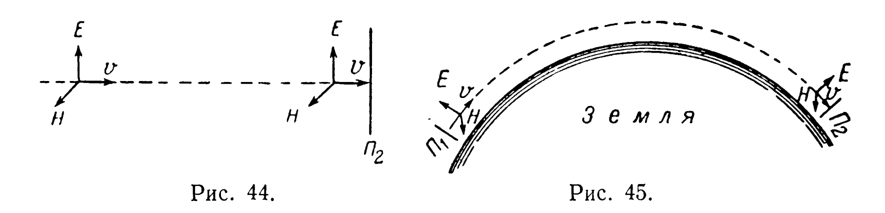


Рис. 44. Рис. 45.

диполь извлекает из электромагнитной волны, тем больше, чем сильнее ток в диполе, т. е. чем меньше угол α между направлением электрического поля и осью диполя.

Чтобы обеспечить наилучшие условия приема, т. е. чтобы ось приемного диполя совпадала с направлением электрического поля волны, оба диполя—передающий и приемный—должны лежать в одной плоскости. Кроме того, приемный диполь должен быть расположен перпендикулярно направлению распространения волны. Для случая, когда электромагнитная волна распространяется от передающего диполя к приемному по прямой линии в плоскости экватора (рис. 44), оба указанных требования удовлетворяются только при параллельном расположении передающего ($П_1$) и приемного ($П_2$) диполей. В случае же криволинейного распространения волны, например над поверхностью Земли, указанные требования могут выполняться при непараллельном расположении передающего и приемного диполей (рис. 45).

Чтобы охарактеризовать, в какой мере приемный диполь способен извлекать энергию из приходящей электромагнитной волны, приведем следующий конкретный пример. Диполь длиной в половину длины волны, расположенный в направлении электрического поля приходящей электромагнитной волны, извлекает из волны приблизи-

тельно столько энергии, сколько несет с собой эта волна через сечение, имеющее форму квадрата с стороной, равной длине диполя, т. е. $\frac{\lambda}{2}$ (рис. 46).

Как мы убедились выше, передающий диполь излучает волны с наибольшей амплитудой в плоскости экватора и амплитуда их постепенно падает по направлению от экватора к полюсу. С другой стороны, вследствие того что амплитуда тока, вызываемого приходящей волной в приемном диполе, зависит от угла между направлением электрического поля и осью диполя, лучше всего диполь принимает волну, приходящую в плоскости экватора, и тем слабее принимает волны, приходящие по другим направлениям, чем меньше угол между направлением, в котором приходят волны, и осью диполя. Следовательно, диполь принимает волны лучше в тех направлениях, в которых он их лучше излучает. Это соответствие между свойствами диполя, работающего в качестве передающей и приемной антенн, не является характерным специально для диполя; это — общее свойство всех антенн. Всякая антенна обладает во всех отношениях одинаковыми свойствами, когда она работает как в качестве передающей, так и в качестве приемной. В частности, например, если какое-либо устройство в качестве передающей антенны не излучает электромагнитных волн в каком-либо направлении, то в качестве приемной антенны оно не принимает волн, приходящих в этом направлении.

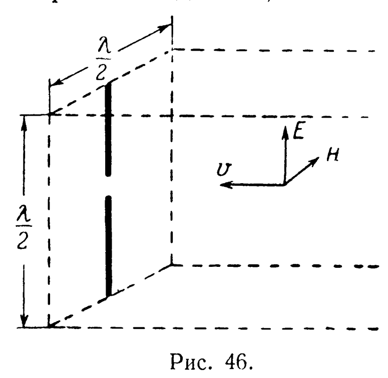


Рис. 46.

В качестве иллюстрации к сказанному рассмотрим свойства согнутой из провода рамки (рис. 47), работающей в качестве передающей и приемной антенн (такие антенны называются рамочными). Так как токи в противолежащих сторонах рамки $а_1б_1$ и $а_2б_2$ текут в противоположные стороны, то при рассмотрении работы рамки как передающей антенны применимо сказанное в § 12 об излучении электромагнитных волн двухпроводной линией. Питаемая переменным током рамка совсем не излучает электромагнитных волн в направлениях N_1 и N_2, перпен-

дикулярных плоскости рамки, а в направлениях, лежащих в плоскости рамки, она излучает тем сильнее, чем ближе сторона рамки к половине длины волны. Убедиться в том, что аналогичными свойствами обладает рамка, когда она работает в качестве приемной антенны, можно с помощью следующих рассуждений. Если волна приходит с направления N_1 или N_2, перпендикулярного плоскости рамки, то электрическое поле волны E_1 действует на две противолежащие стороны рамки $a_1б_1$ и $a_2б_2$ в одинаковой фазе. В рамке появляются две равные э. д. с., находящиеся в одинаковой фазе, но действующие навстречу. Поэтому результирующая э. д. с. равна нулю, т. е. волна, пришедшая

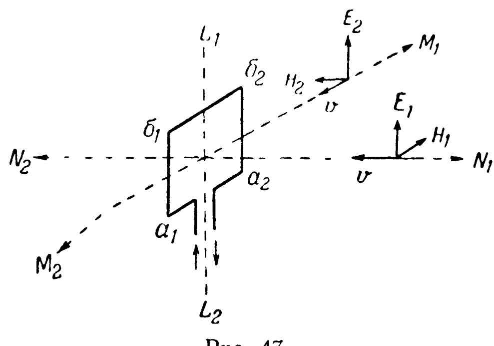


Рис. 47.

в перпендикулярном рамке направлении, не создает тока в рамке. Если же волна приходит с направления M_1 или M_2, лежащего в плоскости рамки, то до противолежащих сторон рамки она доходит с некоторой разностью хода и, следовательно, э. д. с., действующие навстречу в противолежащих сторонах рамки $a_1б_1$ и $a_2б_2$, уже не компенсируют друг друга и в рамке возникает ток.

То же самое можно сказать и о двух других направлениях: L_1 и L_2, лежащих в плоскости рамки. Волна, приходящая с этих направлений, создает сдвинутые по фазе э. д. с. в противолежащих сторонах рамки a_1a_2 и $б_1б_2$. Если рамка имеет форму квадрата, то она одинаково принимает волны, пришедшие по направлениям L_1 и L_2 или M_1 и M_2. Поэтому она примерно одинаково хорошо принимает волны, приходящие по любому направлению, лежащему в плоскости рамки. Волны, приходящие по всем другим направлениям, она принимает тем хуже, чем ближе это направление к перпендикуляру к плоскости рамки.

Антенны, которые по-разному излучают электромагнитные волны в разных направлениях и соответственно по-разному принимают волны, приходящие с разных направлений, называются **направленными**.

Рамка является одной из простейших направленных антенн. Применяются рамки главным образом в качестве направленных приемных антенн и — реже — в качестве передающих.

Глава вторая

ЕМКОСТЬ И ИНДУКТИВНОСТЬ

14. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЕМКОСТЬ

Если мы зарядим два тела одинаковыми по величине, но противоположными по знаку электрическими зарядами, то между телами возникнет электрическое поле и установится некоторое напряжение. Весьма важным является вопрос о связи величин сообщенных телам зарядов с величиной напряжения между телами. Чтобы упростить рассмотрение этого вопроса, выберем в качестве разноименно заряженных тел две металлические пластины и расположим их параллельно друг другу на расстоянии, малом по сравнению с размерами пластин (рис. 48,*а*). Электрическое поле двух разноименно заряженных пластин представляет собой результат наложения полей, создаваемых каждой из пластин (поле одной заряженной пластины было рассмотрено в § 1). При одинаковой плотности зарядов пластин оба эти поля имеют одинаковую напряженность, но направлены от пластины, заряженной положительно, к пластине, заряженной отрицательно. На рис. 48,*а* силовые линии этих полей изображены соответственно точками и штрихами.

Как легко видеть, между пластинами оба поля направлены в одну сторону и, следовательно, напряженность результирующего поля здесь вдвое больше напряженностей полей, создаваемых каждой пластиной в отдельности. Силовые линии результирующего поля на рис. 48,*а* изображены сплошными линиями. Вне пластин оба поля направлены в противоположные стороны, и результирующее поле, следовательно, равно нулю. Итак, две пластины, заряженные разноименными, но равными по величине зарядами, создают электрическое поле только между пластинами, и напряженность этого поля вдвое больше напря-

женности поля, создаваемого одной пластиной, т. е. $E=4\pi\sigma$, где σ — поверхностная плотность заряда. Напряженность поля между пластинами не зависит от расстояния между ними, пока это расстояние остается малым по сравнению с размерами пластин. Поэтому при сближении пластин напряжение U между пластинами уменьшается пропорционально уменьшению расстояния между ними, так как в случае однородного поля $U=Ed$. Следовательно, чем меньше расстояние между пластинами, тем меньшее напряжение между ними создают разноименные заряды данной величины. Если же мы хотим, чтобы при сближении пластин напряжение между ними оставалось неизменным, то мы должны соответственно увеличивать напряженность поля, чтобы произведение Ed оставалось постоянным. Но увеличивать напряженность поля между пластинами можно, только увеличивая поверхностную плотность заряда, для чего нужно увеличивать заряды пластин.

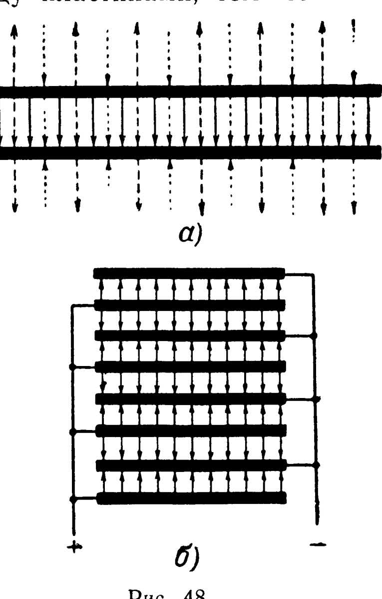


Рис. 48.

Таким образом, чем меньше расстояние между пластинами, тем бóльшие заряды нужно сообщить пластинам, чтобы создать между ними заданное напряжение. С другой стороны, так как напряженность поля зависит не от общего количества электричества на пластинах, а от поверхностной плотности заряда, то чем больше площадь пластин, тем бóльшие заряды нужно сообщить пластинам, чтобы создать между ними заданное напряжение.

Итак, для частного случая двух плоских пластин мы нашли связь величины сообщенных двум телам разноименных зарядов с величиной напряжения между телами. Мы убедились, что в зависимости от размеров и взаимного расположения тел нужны различные заряды, чтобы создать между телами заданное напряжение. Это свойство

тел, которое определяет связь количества электричества, сообщенного телам, с созданным между телами напряжением, называется **электрической емкостью** тел (или просто емкостью). Чем большее количество электричества Q надо сообщить телам, чтобы создать между ними заданное напряжение U, тем больше емкость тел, т. е.

$$\frac{Q}{C}=U,$$

где C — емкость тел.

Система проводников, взаимное расположение и размеры которых выбраны так, чтобы они обладали более или менее значительной емкостью, называется **конденсатором**. Образующие конденсатор проводники называются **обкладками**. Две близко и параллельно расположенные пластины образуют **плоский конденсатор**.

Как следует из приведенных рассуждений, емкость плоского конденсатора тем больше, чем больше площадь пластин и чем меньше расстояние между ними.

На основании приведенных соотношений можно найти выражение емкости плоского конденсатора. Поскольку $\sigma=\frac{Q}{S}$, где Q — заряд пластины, а S — ее площадь, то напряженность поля

$$E=4\pi\sigma=\frac{4\pi Q}{S}$$

и напряжение между обкладками конденсатора

$$U=Ed=\frac{4\pi d}{S}Q.$$

Так как, с другой стороны, $\frac{Q}{C}=U$, то, сравнивая два последних выражения, находим:

$$C=\frac{S}{4\pi d}.$$

Для того чтобы получить конденсатор большой емкости и малых габаритов, вместо двух пластин применяют много одинаковых пластин, соединенных так, как указано на рис. 48,*б*. Каждая пара пластин образует плоский конденсатор. Общая емкость конденсатора определяется общей площадью пластин, участвующей в образовании емкости. Эта площадь и является площадью обкладки в рассматриваемом конденсаторе.

Общая емкость конденсатора, состоящего из n пластин, т. е. из $n-1$ промежутков между разноименными пластинами, равна $C=(n-1)C_0$, где C_0 — емкость между парой соседних обкладок.

Чтобы увеличивать заряд конденсатора, нужно заставить электрические заряды двигаться к пластинам, на которых уже есть некоторые заряды. Но чтобы подводить к обкладкам заряды такого же знака, как и заряды, имеющиеся на обкладках, нужно затратить некоторую работу. Эту работу совершает, например, э. д. с. источника, от которого конденсатор заряжается. Работа, затрачиваемая на заряд конденсатора, отчасти превращается в энергию электрического поля, которое возникает между обкладками конденсатора, а отчасти рассеивается в виде тепла в обкладках и соединительных проводах. Но если сопротивление соединительных проводов и обкладок электрическому току невелико, то можно потерями в них пренебречь и считать, что вся работа э. д. с. превращается в энергию электрического поля заряженного конденсатора.

В абсолютной электростатической системе единиц электрическая емкость проводников и, в частности, конденсаторов измеряется в сантиметрах емкости. В практической системе единиц за единицу емкости принимается такая емкость между проводниками, при которой сообщенные этим проводникам разноименные заряды в 1 *к* создают между проводниками напряжение 1 *в*. Эта единица емкости названа фарадой (*ф*) в честь английского физика Михаила Фарадея. Фарада представляет собой очень большую единицу (она равна $9 \cdot 10^{11}$ *см* емкости), и на практике пользуются миллионной долей фарады — микрофарадой (*мкф*) либо миллионной долей микрофарады — микромикрофарадой, или пикофарадой (*мкмкф*, или *пф*).

Рассмотрим, как происходят процессы заряда и разряда конденсатора.

Начнем со случая, когда в цепь, состоящую из последовательно соединенных конденсатора C и сопротивления R, включается источник постоянной э. д. с. E (рис. 49,*а*). В момент включения источника конденсатор не заряжен и на нем нет напряжения. Поэтому в цепи возникает ток такой величины, как если бы конденсатор отсутствовал, т. е. ток

$$I_0=\frac{E}{R}.$$

На графиках изменения тока в цепи I и напряжения на конденсаторе U (рис. 49,*б*) этому соответствует момент t_1. Возникший в цепи ток заряжает конденсатор, и на конденсаторе постепенно появляется напряжение U, направленное навстречу э. д. с. Ток в цепи в каждый момент времени

$$I = \frac{E - U}{R},$$

где U — напряжение на конденсаторе в этот же момент времени. Вследствие того что конденсатор продолжает заряжаться и напряжение на нем растет, ток I падает. Теоретически этот процесс продолжается бесконечно долго. Однако практически, когда напряжение на конденсаторе U станет достаточно близким к э. д. с. E, например U лишь на 1% будет отличаться от E или ток I упадет до

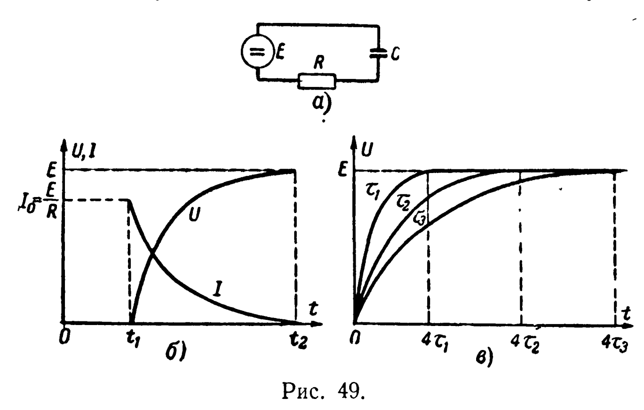


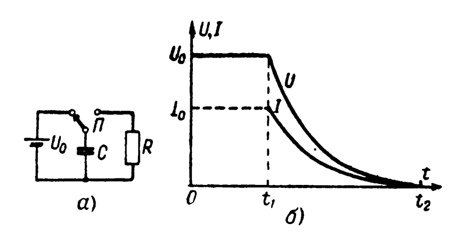
Рис. 49.

очень малой величины (в нашем примере — до 1% от I_0), процесс заряда конденсатора можно считать законченным. На графике на рис. 49,*б* этому соответствует момент времени t_2. Промежуток времени $t_2 - t_1$, в течение которого практически заканчивается процесс заряда конденсатора, называется временем установления напряжения на конденсаторе. Это время зависит от величин R и C. Чем больше R, тем меньше ток I в начале процесса заряда конденсатора и тем медленнее накапливается заряд на конденсаторе. А чем больше C, тем бóльший заряд должен накопиться на конденсаторе для того, чтобы он зарядился до напряжения, практически равного э. д. с. E. В конечном счете время установления оказывается пропорциональным про-

изведению RC. Эта величина называется постоянной времени цепи и обозначается τ. За время τ напряжение на конденсаторе достигает 63% величины э. д. с. Если считать процесс заряда конденсатора законченным, когда напряжение U лишь на 1% меньше э. д. с. E, то приблизительно время установления $t_2-t_1=4{,}6\tau=4{,}6\ RC$.

Например, если конденсатор емкостью $C=1$ *мкф* (или 10^{-6} *ф*) заряжается через сопротивление $R=1$ *Мом* (или 10^6 *ом*), то время установления $t_2-t_1=4{,}6\cdot10^6\times\times10^{-6}=4{,}6$ *сек.*

На рис. 49,*в* приведены графики установления напряжения на конденсаторе при различных постоянных времени $\tau_1<<\tau_2<\tau_3$.



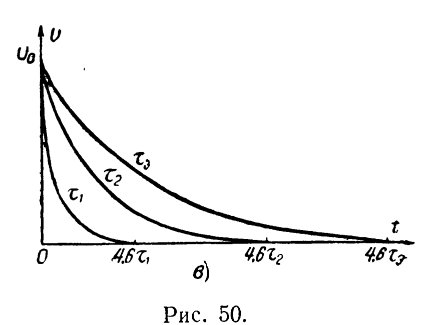


Рис. 50.

Перейдем теперь к процессу разряда конденсатора через сопротвление. Зарядим конденсатор C от источника э. д. с. до напряжения U_0, поставив для этого переключатель $П$ в левое положение (рис. 50,*а*), а затем, перебросив переключатель в правое положение, замкнем обкладки конденсатора на сопротивление R. В этот момент (t_1 на рис. 50,*б*) в цепи возникнет ток $I_0=\frac{U_0}{R}$ и конденсатор начнет разряжаться, вследствие чего напряжение U на нем начнет падать. Вместе с тем будет падать и ток I. Теоретически этот процесс, как и процесс заряда конденсатора, должен продолжаться бесконечно долго. Однако практически, когда напряжение U упадет до достаточно малой доли начального напряжения U_0, например до 1% от U_0, и соответственно упадет ток I (в нашем примере — до 1% от I_0), то процесс разряда конденсатора можно будет считать законченным. На рис. 50,*б* этому соответствует момент t_2. Время разряда конденсатора t_2-t_1 подобно времени заряда определяется по-

стоянной времени $\tau = RC$, так как чем больше R, тем меньше ток I и тем медленнее уходят заряды с обкладок конденсатора, а чем больше C, тем больше заряд на конденсаторе. Поэтому чем больше RC, тем дольше продолжается процесс разряда. Если считать процесс разряда конденсатора законченным, когда напряжение на нем упало до 1% начальной величины, то приблизительно время разряда $t_2 - t_1 = 4,6\ \tau = 4,6\ RC$.

На рис. 50,*в* приведены графики разряда конденсатора при различных постоянных времени $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$.

Как видим, при наличии источников постоянной э. д. с. в цепях, в которые последовательно включены конденсаторы, могут протекать только кратковременные токи заряда и разряда конденсаторов и время существования этих токов определяется постоянной времени цепей.

15. ЕМКОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Рассмотрим теперь, какие токи создает переменная э. д. с. в цепях, содержащих последовательно включенные емкости. Пусть к источнику переменной э. д. с. e присоединен конденсатор (рис. 51). Если э. д. с. изменяется по гармоническому закону, то график ее изменений во времени представляет собой синусоиду (рис. 52,*а*).

Для дальнейших рассуждений условимся считать, что положительным значением э. д. с. соответствует полярность источника, указанная на рис. 51 без скобок, а отрицательным — указанная в скобках. В соответствии с графиком на рис. 52,*а* это значит, что полярность без скобок соответствует первому и третьему полупериодам э. д. с., в скобках — второму полупериоду э. д. с.

Мы будем считать, что сопротивления источника э. д. с., соединительных проводов и пластин конденсатора настолько малы, что ими можно пренебречь. Тогда токи заряда и разряда конденсатора, текущие в цепи, не создают падений напряжения. Однако заряды, накапливающиеся на обкладках конденсатора, создают электрическое поле не только между обкладками конденсатора, но и в присоединенной к конденсатору внешней цепи, состоящей из источника э. д. с. и соединительных проводов (эта картина аналогична рассмотренной в § 4). Поскольку силы, действующие со стороны этого электрического поля, обусловлены зарядами на пластинах конденсатора, они в соответствии со сказанным в § 4 не принадлежат к категории э. д. с., а должны рассматриваться

как падение напряжения. Поэтому на основании закона Ома мы может утверждать, что в каждый момент э. д. с. источника равна падению напряжения на конденсаторе, т. е. $e = u_C$, так как других э. д. с. и падений напряжений в цепи нет. Следовательно, u_C также изобразится графиком, приведенным на рис. 52,*а*.

Зная, как изменяется напряжение на конденсаторе, мы можем найти, как изменяется ток в цепи конденсатора. В самом деле, заряд Q конденсатора изменяется так же, как напряжение на конденсаторе, т. е. кривая изменения заряда изображается синусоидой с такими же периодом и фазой, как у синусоиды, изображающей изменения e и u_C (рис. 52,*а*). Но изменения заряда конденсатора могут происходить только в результате того, что заряды притекают к обкладкам конденсатора, когда заряд увеличивается, или утекают от него, когда заряд уменьшается, т. е. когда в цепи, в которую включен конденсатор, течет ток. При этом величина тока будет наибольшей в те моменты, когда заряд на обкладках конденсатора изменяется наиболее быстро, и будет падать до нуля тогда, когда скорость изменения заряда упадет до нуля.

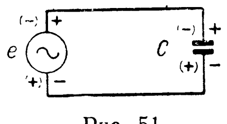


Рис. 51.

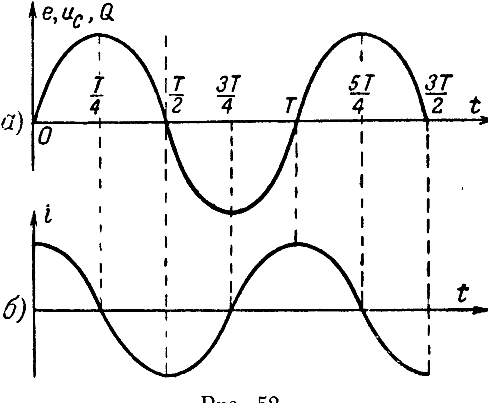


Рис. 52.

На основании сказанного мы можем утверждать, что в момент $t = 0$, когда кривая заряда идет наиболее круто, т. е. заряд изменяется наиболее быстро, ток i в цепи конденсатора будет наибольший. Так как после момента $t = 0$ на верхней пластине конденсатора появляется положительный заряд, то, значит, ток, заряжающий конденсатор, течет от источника к верхней пластине, т. е. в том же направлении, в каком в это время действует э. д. с. источника. Поскольку знак э. д. с. в первый полупериод мы считаем положительным, то и ток, начиная с момента

$t=0$, мы должны считать положительным (рис. 52, *б*). В течение четверти периода от $t=0$ до $t=\frac{T}{4}$ напряжение на конденсаторе продолжает возрастать, но все медленнее и медленнее (кривая u_C становится все более пологой). Следовательно, ток i в течение этой четверти периода падает. В момент $t=\frac{T}{4}$, когда заряд на конденсаторе достигает наибольшего значения, т. е. перестал изменяться перед тем, как начать уменьшаться, ток падает до нуля.

В течение второй четверти периода $\left(\text{от } t=\frac{T}{4} \text{ до } t=\frac{T}{2}\right)$ конденсатор хотя и остается заряженным положительно, начинает разряжаться, т. е. положительные заряды утекают от верхней пластины к источнику и в цепи появляется ток обратного направления — величина его становится отрицательной. Кривая Q от $\frac{T}{4}$ до $\frac{T}{2}$ спадает все круче, т. е. конденсатор разряжается все быстрее, ток обратного направления возрастает и к моменту $\frac{T}{2}$ достигает наибольшего отрицательного значения. К этому моменту конденсатор полностью разряжен и после $\frac{T}{2}$ начинает заряжаться в обратном направлении, т. е. к его верхней пластине от источника притекают отрицательные заряды. При этом направление тока остается таким же, как и во вторую четверть периода (от $\frac{T}{4}$ до $\frac{T}{2}$), так как тогда положительные заряды двигались от пластины, а сейчас отрицательные заряды движутся к пластине. Но вследствие того, что скорость изменения заряда от $\frac{T}{2}$ до $\frac{3T}{4}$ постепенно убывает, отрицательный ток постепенно убывает по величине до нуля.

Наконец, в четвертую четверть периода, когда конденсатор снова начинает разряжаться, т. е. от верхней пластины начинают уходить отрицательные заряды, направление тока изменяется и величина его становится положительной. Так как скорость разряда конденсатора от $\frac{3T}{4}$ до T возрастает, то ток также возрастает и в момент $t=T$ достигает максимума. После этого все процессы будут по-

вторяться. Таким образом, в цепи конденсатора течет переменный ток и кривая тока представляет собой синусоиду с тем же периодом, но сдвинутую по времени относительно синусоиды э. д. с. на $\frac{T}{4}$ влево, так что максимум тока наступает на $\frac{T}{4}$ раньше, чем максимум э. д. с. Иначе говоря, ток опережает по фазе э. д. с. на $\frac{\pi}{2}$.

Нам остается определить только амплитуду тока в цепи. Качественно оценить ее мы можем из следующих соображений. Конденсатор заряжается до напряжения, равного э. д. с., за четверть периода. Значит, при данной величине э. д. с. ток, заряжающий или разряжающий конденсатор, должен быть тем бо́льшим, чем меньше период э. д. с. или чем выше частота э. д. с., чтобы за меньшее время конденсатор успел зарядиться до того же напряжения (или разрядиться от этого напряжения до нуля). С другой стороны, при прочих равных условиях ток должен быть тем бо́льшим, чем больше емкость конденсатора, чтобы он заряжался до той же величины напряжения. В конечном счете амплитуда тока оказывается тем большей, чем больше произведение частоты э. д. с. f на емкость конденсатора C. Количественные подсчеты показывают, что амплитуда тока в цепи конденсатора

$$I_m = 2\pi f C E_m = \omega C E_m,$$

где E_m — амплитуда э. д. с., питающей конденсатор, а $\omega = 2\pi f$ — угловая частота э. д. с.

Таким образом, емкость конденсатора и частота э. д. с. определяют амплитуду тока в цепи аналогично тому, как это происходит в случае обычного сопротивления R, присоединенного к источнику э. д. с. Если пренебречь внутренним сопротивлением источника (как мы делали выше), то ток в цепи

$$I = \frac{E}{R}.$$

Чтобы лучше проследить эту аналогию, перепишем полученное выше выражение для амплитуды тока в цепи конденсатора так:

$$I_m = \frac{E_m}{\frac{1}{\omega C}}.$$

Сравнивая два последних выражения, видим, что амплитуда тока в цепи конденсатора такова, как если бы вместо конденсатора было включено сопротивление

$$X_C = \frac{1}{\omega C}.$$

Иначе говоря, для переменного тока конденсатор представляет собой сопротивление, величина которого равна

$$\dot{X}_C = \frac{1}{\omega C}.$$

Это сопротивление конденсатора называется **емкостным сопротивлением**. Чтобы отличить его от обычного сопротивления проводника, его обозначают буквой X, а буква C в виде индекса указывает, что это сопротивление — емкостное.

Отличать емкостное сопротивление от обычного сопротивления проводника необходимо потому, что, несмотря на внешнее сходство, между ними есть принципиальные различия. Среди этих различий самое существенное касается вопроса о потреблении мощности. В случае обычного проводника вся мощность, отдаваемая источником э. д. с., превращается в тепло и нагревает проводник, который, следовательно, потребляет мощность от источника. В случае емкостного сопротивления вся работа, совершаемая э. д. с. при разряде конденсатора, превращается, как уже указывалось выше, в энергию электрического поля конденсатора. Наоборот, при разряде конденсатора вся энергия его электрического поля возвращается в источник э. д. с. И если потери энергии в самом конденсаторе и соединительных проводниках малы, т. е. мало их сопротивление и им можно пренебречь, то нужно считать, что вся энергия, накопленная в конденсаторе за четверть периода, пока он заряжался, возвращается в источник за следующие четверть периода полностью. Следовательно, конденсатор без потерь не потребляет мощность от источника, а лишь заимствует ее от источника на четверть периода и в следующую четверть периода возвращает источнику.

Сопротивления которые не расходуют полученную от источника мощность, а возвращают ее источнику, называются **реактивными сопротивлениями**. Сопротивления же, которые расходуют всю полученную от источника мощность, называются **активными**. Следовательно, обычное сопротивление проводника является активным, а емкостное сопротивление — реактивным.

Другое существенное отличие емкостного сопротивления от активного состоит в том, что в емкостном сопротивлении ток сдвинут по фазе относительно э. д. с. на $\frac{\pi}{2}$, в то время как в активном сопротивлении ток совпадает по фазе с э. д. с., поскольку в каждый момент ток определяется напряженностью электрического поля в этот же момент времени. Нетрудно усмотреть, что второе различие тесно связано с первым. Как видно из рис. 52, сдвиг фаз между током и э. д. с. на $\frac{\pi}{2}$ приводит к тому, что в течение двух четвертей периода от $t=0$ до $t=\frac{T}{4}$ и от $t=\frac{T}{2}$ до $t=\frac{3T}{4}$ знаки э. д. с. и тока оказываются одинаковыми, т. е. ток течет в ту сторону, куда направлена э. д. с., а в течение двух других четвертей периода от $t=\frac{T}{4}$ до $t=\frac{T}{2}$ и от $t=\frac{3T}{4}$ до $t=T$ знаки э. д. с. и тока противоположны, т. е. ток течет против э. д. с.

Когда ток течет в ту сторону, куда направлена э. д. с., то последняя совершает работу по продвижению зарядов против напряжения конденсатора и эта работа превращается в энергию электрического поля конденсатора. Наоборот, когда ток течет навстречу э. д. с., то работу по продвижению зарядов совершает напряжение конденсатора и эта работа идет на преодоление встречной э. д. с. При этом энергия, накопленная конденсатором в его электрическом поле, возвращается в источник. Таким образом, именно сдвиг фаз между током и э. д. с. и приводит к тому, что в течение одной четверти периода энергия переходит от источника к конденсатору, а в течение другой четверти периода она возвращается в источник. Если бы э. д. с. и ток совпадали по фазе, то направление движения зарядов все время совпадало бы с направлением э. д. с. и последняя все время совершала бы работу, т. е. источник все время отдавал бы мощность во внешнюю цепь. Так именно обстоит дело в случае присоединения к источнику э. д. с. активного сопротивления.

16. ДИЭЛЕКТРИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Диэлектриками называются тела, в которых электроны и ионы прочно связаны между собой и поэтому под действием электрического поля не могут свободно переме-

щаться, а лишь слегка смещаются друг относительно друга или вместе поворачиваются в пространстве. Вследствие этого электрическое поле не создает в диэлектрике электрических токов такого типа, которые возникают в проводниках. Различие между электрическими токами, которые возникают в диэлектриках и проводниках, выяснится из дальнейшего.

Явление, которое возникает в диэлектриках под действием электрического поля, называется диэлектрической поляризацией. В разных типах диэлектриков оно несколько различно. Мы рассмотрим только одну картину поляризации диэлектрика, соответствующую случаю, когда электроны и ионы жестко связаны между собой и под действием сил электрического поля могут лишь вместе поворачиваться в пространстве. На жестко связанные между собой электрон и ион (такая система разноименных зарядов равной величины, как мы уже говорили, называется диполем) в электрическом поле будут действовать силы противоположных направлений (рис. 53). Под действием этих сил диполь будет поворачиваться до тех пор, пока его ось, т. е. линия, направленная от отрицательного заряда диполя к его положительному заряду, не установится в направлении поля. Таким образом, явление поляризации диэлектрика в рассматриваемом случае состоит в том, что диполи диэлектрика устанавливаются в направлении электрического поля. Чем больше напряженность поля, тем большее число диполей устанавливается по направлению поля и тем сильнее поляризуется диэлектрик.

Чтобы выяснить, какую роль играет поляризация диэлектрика, рассмотрим конкретный случай плоского конденсатора с диэлектриком, заполняющим все пространство между двумя равномерно заряженными обкладками (рис. 54). Под действием электрического поля заряженных пластин в диэлектрике возникает поляризация: диполи диэлектрика выстроятся так, как изображено (конечно, грубо схематично) на рис. 54. При таком упорядоченном расположении диполей внутри диэлектрика очень близко друг от друга располагаются разноименные заряды двух соседних диполей. Эти заряды взаимно компенсируются, и поэтому внутри поляризованного диэлектрика электрические заряды отсутствуют. К поверхностям же диэлектрика с каждой стороны прилегают заряды только одного знака: отрицательные — у той пластины, которая заряже-

на положительно, и наоборот, положительные — у той, которая заряжена отрицательно. Эти заряды, не компенсированные зарядами других знаков, называются поляризационными.

Поляризационные заряды не могут свободно перемещаться в диэлектрике и этим отличаются от свободных зарядов в проводнике, но они, как и всякие электрические заряды, создают электрическое поле. Так как поляризационные заряды расположены на двух близких параллельных плоскостях совершенно так же, как заряды на обкладках плоского конденсатора, то они тоже создают однородное поле, напряженность которого пропорциональна поверхностной плотности поляризационных зарядов или, иначе говоря, числу диполей, ориентировавшихся по полю. Поскольку поляризационные заряды противоположны по знаку зарядам ближней пластины, то электрическое поле, созданное поляризационными зарядами, направлено навстречу полю, созданному зарядами на пластинах. Поэтому в результате возникновения поляризационных зарядов в диэлектрике электрическое поле между пластинами окажется ослабленным, хотя заряды на пластинах остались прежними. Величина, которая показывает, во сколько раз диэлектрик ослабляет напряженность поля, называется **диэлектрической проницаемостью** или **диэлектрической постоянной** данного диэлектрика и обозначается ε.

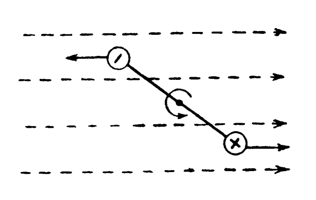


Рис. 53.

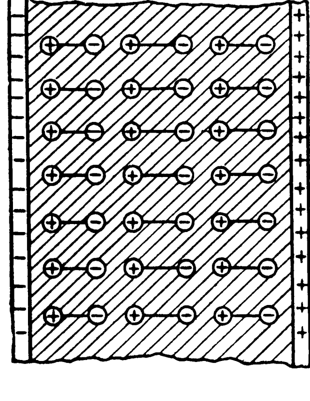


Рис 54.

Сказанное справедливо не только для случаев зарядов, расположенных на двух пластинах, но и при любом расположении зарядов. Во всех случаях электрические заряды вызывают появление поляризационных зарядов в ди-

электрике, и если диэлектрик заполняет все пространство, где есть электрическое поле, как это было в рассмотренном случае двух заряженных пластин, то поляризационные заряды ослабляют напряженность поля в ε раз.

Если диэлектрик, заполняющий пространство между обкладками плоского конденсатора, уменьшает напряженность поля между обкладками в ε раз, то, значит, напряжение между обкладками также уменьшается в ε раз (при неизменных зарядах). Иначе говоря, для того чтобы в присутствии диэлектрика получить такое же напряжение между обкладками конденсатора, как и в отсутствие диэлектрика, необходимо сообщить обкладкам конденсатора заряды в первом случае в ε раз бóльшие, чем во втором. Следовательно, диэлектрик, заполняющий пространство между обкладками плоского конденсатора, увеличивает его емкость в ε раз. Поэтому емкость плоского конденсатора, заполненного диэлектриком, равна

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}.$$

Когда к обкладкам конденсатора, пространство между которыми заполнено диэлектриком, подводится переменная э. д. с., то на облкадках попеременно появляются то положительные, то отрицательные заряды, а значит, и электрическое поле конденсатора попеременно направлено то в одну, то в другую сторону. В соответствии с этим изменяется и направление, в котором устанавливаются диполи диэлектрика. Диполи в диэлектрике должны поворачиваться на 180°, преодолевая силы сопротивления со стороны диэлектрика, аналогичные силам трения. На это затрачивается некоторая часть работы сил электрического поля, вызывающего поляризацию диэлектрика. Эта работа превращается в тепло и нагревает диэлектрик. За каждый период изменений напряжения на конденсаторе часть энергии переменного электрического поля рассеивается в диэлектрике. Такое рассеяние энергии называется *диэлектрическими потерями*. Чем чаще происходят изменения напряжения на обкладках конденсатора, т. е. чем выше частота напряжения на обкладках конденсатора, тем более заметную роль играют диэлектрические потери.

Под действием переменного электрического поля происходит переменная поляризация диэлектрика, т. е. появ-

ление и исчезновение поляризационных зарядов, которое, как и всякое вообще упорядоченное движение электрических зарядов, представляет собой электрический ток. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть поворот диполя на 180° в переменном электрическом поле. Если поле вначале было направлено влево и диполь находился в положении, указанном на рис. 55,*а*, то при изменении направления поля на обратное диполь повернется в положение, указанное на рис. 55,*б*. При этом положительный заряд этого диполя пройдет через плоскость *MN* слева направо, а отрицательный — справа налево (конечно, независимо от того, совершает ли диполь поворот по часовой

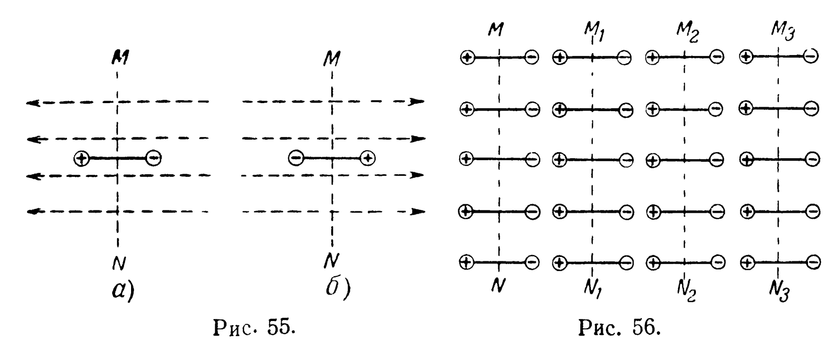


Рис. 55.

Рис. 56.

стрелке или против нее). Оба эти движения соответствуют электрическому току, текущему слева направо. После следующего изменения направления электрического поля диполь повернется из положения на рис. 55,*б* в положение на рис. 55,*а*. Движение зарядов в этом случае соответствует току, текущему справа налево.

Под действием переменного электрического поля в течение одного полупериода происходят повороты всех диполей в одном направлении, а в течение другого — в обратном. Поэтому в течение одного полупериода изменений электрического поля повороты всех тех диполей, центры которых лежат на плоскости *MN* (рис. 56), создают ток, текущий через плоскость *MN* в одном направлении, а в течение другого полупериода — ток, текущий через эту плоскость в обратном направлении. Такая же картина получится в любой плоскости M_1N_1, M_2N_2 ..., перпендикулярной направлению электрического поля. Следовательно, под действием переменного электрического поля в диэлектрике возникает переменный электрический ток. Его глав-

ное отличие от тока, возникающего в проводниках, состоит в том, что ток в диэлектриках не сопровождается переносом зарядов, а представляет собой лишь смещение зарядов то в одну, то в другую сторону. Чтобы подчеркнуть это различие, электрический ток в проводниках называют *током проводимости*, а ток в диэлектриках — *током поляризации*.

Ясно, что могут существовать только переменные токи поляризации. Если в диэлектрике действует постоянное электрическое поле, то возникает постоянная поляризация диэлектрика, после чего поляризационный ток прекращается. В проводниках же под действием постоянного электрического поля течет постоянный ток. Величина тока поляризации при прочих равных условиях тем больше, чем выше частота электрического поля. В самом деле, чем выше частота поля, тем короче то время, за которое все диполи должны изменить свое направление на обратное. Это время, как указывалось, равно полупериоду изменений поля. Но так как величина переменного тока определяется отношением количества зарядов, прошедших через рассматриваемое сечение за малый промежуток времени, к этому промежутку времени, то с уменьшением промежутка времени при том же количестве прошедших зарядов (т. е. числе повернувшихся диполей) величина поляризационного тока будет расти. Поэтому поляризационный ток растет с частотой поля. При очень высоких частотах поляризационные токи в диэлектриках могут быть очень большими.

Применяя диэлектрики в качестве изоляторов, всегда нужно иметь в виду, что диэлектрики являются в буквальном смысле слова изоляторами только в постоянных электрических полях, так как в этом случае в изоляторе не возникает электрических токов [1]. В случае же переменных электрических полей высокой частоты через изоляторы могут течь значительные токи поляризации и возникать заметные диэлектрические потери.

При распространении электромагнитной волны в диэлектрике в нем под действием электрического поля волны также возникают высокочастотные токи поляризации,

---

[1] Мы имеем в виду здесь и дальше хорошие изоляторы, практически не обладающие проводимостью. В плохих изоляторах, обладающих заметной проводимостью, под действием постоянного электрического поля возникает постоянный ток проводимости (утечка в изоляции).

вследствие чего изменяется скорость распространения волн[1]. Скорость распространения электромагнитной волны диэлектрике

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}},$$

где c — скорость распространения электромагнитных волн в отсутствие диэлектрика (в вакууме).

Таким образом, чем больше диэлектрическая проницаемость диэлектрика ε, тем меньше скорость распространения в нем электромагнитных волн. Так как для вакуума $\varepsilon = 1$, а для диэлектриков $\varepsilon > 1$, то скорость распространения электромагнитных волн в диэлектрике всегда меньше, чем в вакууме.

17. ИЗМЕНЕНИЕ ЕМКОСТИ

На практике часто бывает необходимо в широких пределах изменять емкость конденсаторов. Это может быть осуществлено разными методами.

Как было показано выше, емкость плоского конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d},$$

где ε — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, заполняющего промежуток между обкладками; S — площадь обкладки, а d — расстояние между обкладками. При этом, если обкладки сдвинуты друг относительно друга (рис. 57), то емкость определяется не всей площадью обкладки, а той ее частью, которая лежит против другой обкладки (на рис. 57 эта площадь заштрихована). Иначе говоря, величина емкости определяется площадью той части обкладки, которая непосредственно участвует в образовании основного электрического поля между обкладками и которая носит название «рабочей поверхности».

Конденсаторы, в которых размер рабочей поверхности пластин и расстояние между ними не могут изменяться, обладают определенной постоянной емкостью. Для изменения емкости конденсатора изменяют одну из тех величин, от которых эта емкость зависит, например расстояние между обкладками или рабочую поверхность обкладок. Для изменения рабочей поверхности пластин группу пла-

[1] Происхождение этого эффекта будет рассмотрено § 34.

стин, образующих одну обкладку, закрепляют неподвижно, а другую группу насаживают на ось, вместе с которой пластины могут вращаться (рис. 58). При вращении подвижных пластин они больше или меньше вдвигаются в промежутки между неподвижными пластинами, вследствие чего рабочая поверхность пластин изменяется и емкость конденсатора соответственно увеличивается или уменьшается. Чем больше вдвинуты подвижные пластины

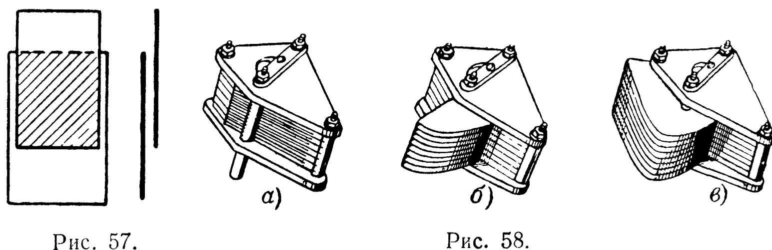


Рис. 57. Рис. 58.

между неподвижными, тем больше рабочая поверхность обкладок и тем больше емкость конденсатора. Когда пластины вдвинуты до отказа, емкость максимальна (рис. 58,*а*); наоборот, когда пластины выдвинуты возможно дальше, емкость минимальна (рис. 58,*в*). На рис. 58,*б* изображено промежуточное положение пластин, когда емкость конденсатора составляет менее половины его максимальной емкости.

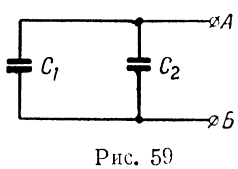


Рис. 59

Установим теперь, какова будет емкость электрической цепи, если составить ее из нескольких конденсаторов.

Для упрощения дальнейших рассуждений будем считать, что соединяемые конденсаторы имеют обкладки одинаковых размеров, расположенные на одинаковом расстоянии друг от друга. При этом конденсаторы имеют одну и ту же емкость. Соединим два таких конденсатора C_1 и C_2 параллельно, т. е. так, как указано на рис. 59. При таком соединении мы как бы увеличиваем вдвое поверхность обкладок одного конденсатора. От этого емкость вдвое увеличивается. Таким образом, при параллельном соединении двух одинаковых емкостей мы получаем между точками *А* и *Б* цепь, обладающую емкостью, вдвое большей, чем каждая из двух соединяемых емкостей. Это справедливо не только для двух одинаковых, но и для двух лю-

бых конденсаторов, т. е. при параллельном соединении емкости складываются и общая емкость равна

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + \ldots,$$

где C_1, C_2 ... — емкости отдельных соединенных параллельно конденсаторов.

Две емкости можно соединить также последовательно (рис. 60). В этом случае общую емкость обоих конденсаторов, т. е. емкость цепи между точками A и $Б$, можно определить с помощью следующих соображений. Зарядить эти два конденсатора мы можем только через точки A и $Б$. При этом мы сообщим обкладке *1* конденсатора C_1 заряд, равный $+Q$, а обкладке *2* конденсатора C_2 заряд той же величины, но другого знака, т. е. $-Q$. Вследствие электростатической индукции на других обкладках конденсаторов появятся заряды такой же величины Q, но противоположных знаков. Вследствие того, что емкость обоих конденсаторов одинакова, заряды $+Q$ и $-Q$ создадут на конденсаторах одинаковые напряжения $U_1 = U_2$, а общее напряжение между точками A и $Б$, равное $U_{1\text{-}2} = U_1 + U_2$, будет вдвое больше напряжения на каждом из конденсаторов. Так как $C = \frac{Q}{U}$, то общая емкость $C_{1\text{-}2}$ двух последовательно включенных конденсаторов одинаковой емкости (между точками A и $Б$) вдвое меньше емкости каждого из них.

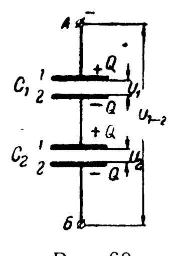


Рис. 60.

В случае последовательного включения двух конденсаторов разной емкости рассуждения несколько усложняются. По-прежнему на обкладках обоих конденсаторов образуются одинаковые по величине заряды, но вследствие различия в емкостях напряжения на конденсаторах окажутся разными, обратно пропорциональными емкостям конденсаторов, т. е.

$$U_1 = \frac{Q}{C_1}; \qquad U_2 = \frac{Q}{C_2}.$$

Следовательно, общее напряжение между точками A и $Б$ равно

$$U_{1\text{-}2} = U_1 + U_2 = Q\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right).$$

Сопоставляя это выражение с формулой, связывающей величины напряжения, заряда и емкости $\left(U=\frac{Q}{C}\right)$, легко видеть, что емкость $C_{1\text{-}2}$ между точками A и $Б$ связана с емкостями C_1 и C_2 соотношением

$$\frac{1}{C_{1\text{-}2}}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}.$$

(Конечно, при $C_1=C_2$ эта общая формула даст найденный выше результат $C_{1\text{-}2}=\frac{C_1}{2}$.)

Полученная формула для емкости двух последовательно включенных конденсаторов при помощи аналогичных рассуждений может быть распространена на любое число последовательно включенных конденсаторов. Если емкости этих конденсаторов C_1, C_2, C_3, ..., то общая емкость всех конденсаторов, включенных последовательно, C связана с емкостями отдельных конденсаторов формулой

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}+\dots$$

Если среди всех последовательно включенных конденсаторов один, например C_1, обладает гораздо меньшей емкостью, чем все другие, то в правой части $1/C_1$ будет гораздо больше, чем все остальные члены суммы. При этом C будет меньше, чем C_1, так как $1/C$ больше, чем $1/C_1$, т. е. при последовательном включении общая емкость уменьшается и всегда меньше самой малой из включенных последовательно емкостей.

Заметим, что поскольку емкостное сопротивление $X_C=\frac{1}{\omega C}$, то для случая нескольких последовательно включенных емкостей общее сопротивление равно

$$X_C=\frac{1}{\omega}\left(\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\dots\right)=\frac{1}{\omega C_1}+\frac{1}{\omega C_2}+\dots,$$

т. е. при последовательном включении нескольких емкостных сопротивлений их величины (как и у всяких других сопротивлений) складываются.

18. САМОИНДУКЦИЯ

Явление электромагнитной индукции, как уже указывалось, состоит в том, что в контуре, образованном какими-либо проводниками, возникает э. д. с. всякий раз,

когда изменяется число магнитных силовых линий, пронизывающих этот контур. Так как густота магнитных силовых линий пропорциональна напряженности магнитного поля, то число силовых линий, пронизывающих какой-либо контур, пропорционально произведению напряженности поля H на площадь контура S. Произведение

$$\Phi = HS$$

называется **магнитным потоком**, пронизывающим контур [1]. Значит, э. д. с. индукции возникает в контуре всякий раз, когда изменяется магнитный поток, пронизывающий контур. При этом э. д. с. индукции по величине равна скорости изменения магнитного потока, пронизывающего контур, а направлена так, что она препятствует тем изменениям магнитного потока, которые вызвали появление э. д. с.

Этот общий принцип, установленный петербургским академиком Э. Х. Ленцем, позволяет в каждом конкретном случае установить направление возникающей э. д. с. Например, если к витку *1*, в котором источник постоянной э. д. с. E создает ток I_1, приближать другой виток *2*, замкнутый накоротко (рис. 61), то силовые линии магнитного поля, возбуждаемого током I_1, будут пронизывать виток *2*. При движении витка *2* магнитный поток через этот виток будет меняться и вызовет появление в нем э. д. с. индукции E_2, вследствие чего в витке *2* возникнет ток индукции I_2. В соответствии с принципом Ленца направление тока I_2 должно быть таким, чтобы он препятствовал движению витка *2*. Если мы приблизим виток *2* к витку *1*, то взаимодействие токов I_1 и I_2 должно быть таким, чтобы витки отталкивались, а если мы удаляем виток *2* от витка *1*, то они должны притягиваться. Но, как мы уже знаем, взаимодействие магнитных полей токов приводит к тому, что токи, направленные в одну сторону, притягиваются, а направленные в противоположные стороны — отталкиваются. Следовательно, когда мы сближаем витки *1* и *2*, то ток индукции I_2 направлен в сторону, противоположную току I_1, а когда мы удаляем витки, то ток I_2 направлен в ту же сторону, что и ток I_1. Подобным образом, пользуясь принципом Ленца, можно в любом случае определить направление возникающей э. д. с.

---

[1] Здесь рассматривается случай, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости контура.

Поскольку явление электромагнитной индукции возникает во всех случаях изменения магнитного потока, пронизывающего контур, независимо от того, чем это изменение вызвано, э. д. с. индукции должна возникать в любом контуре при изменении тока, текущего в этом же контуре. Например, если, изменяя величину сопротивления R (рис. 62), изменять ток в витке, то напряженность магнитного поля, создаваемого этим током, также будет изменяться. А так как силовые линии этого поля пронизывают виток («сцеплены с витком»), то будет изменяться и магнитный поток через виток. В витке возникает э. д. с. индукции.

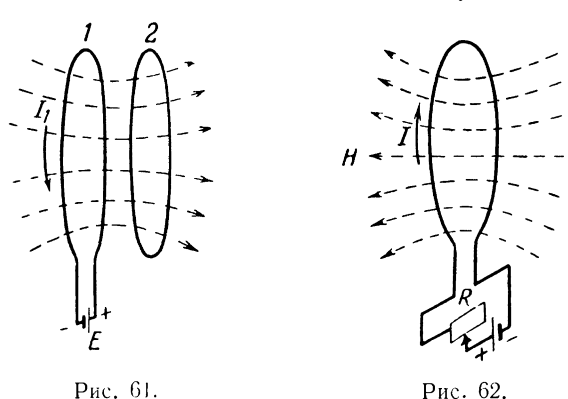


Рис. 61. Рис. 62.

Явление возникновения э. д. с. индукции в контуре в результате изменения тока, текущего в этом же контуре, называется явлением **самоиндукции**, а возникающая при этом э. д. с. называется э. д. с. **самоиндукции**. Направление э. д. с. самоиндукции можно определить также, пользуясь принципом Ленца. Поскольку причиной возникновения э. д. с. самоиндукции в каком-либо контуре является изменение магнитного потока через этот контур, то согласно принципу Ленца возникшая в контуре э. д. с. должна препятствовать этому изменению магнитного потока. Поэтому э. д. с., которая возникает при увеличении тока в контуре, направлена навстречу этому току, а э. д. с., возникающая при уменьшении тока, направлена в ту же сторону, куда течет ток.

Если учесть, что при увеличении тока его изменение направлено в ту же сторону, куда течет ток, а при уменьшении тока его изменение направлено в сторону, противоположную току, то сказанное выше можно сформулировать ко-

роче: э. д. с. самоиндукции всегда направлена навстречу изменению тока, вызвавшему ее появление, и, следовательно, препятствует всякому изменению тока. Конечно, э. д. с. самоиндукции не может полностью воспрепятствовать изменению тока, так как если бы изменений тока не происходило, то не было бы и э. д. с. самоиндукции. Поэтому если по какой-либо причине ток в цепи должен измениться в отсутствие э. д. с. самоиндукции, то он будет изменяться и в ее присутствии, но эти изменения будут происходить медленнее, чем в отсутствие э. д. с. самоиндукции.

Величина э. д. с. самоиндукции, как и величина э. д. с. индукции вообще, равна скорости изменения магнитного потока. Но в случае самоиндукции, когда изменение магнитного потока, пронизывающего данный контур, вызывается изменением тока, текущего по контуру, величину э. д. с. самоиндукции можно связать со скоростью изменения тока. Напряженность магнитного поля, создаваемого током в контуре, пропорциональна величине тока, текущего в контуре Следовательно, и магнитный поток Ф, пронизывающий контур, должен быть пропорционален току I в контуре, т. е. должно быть

$$Ф = LI.$$

Коэффициент пропорциональности между магнитным потоком и током L называется и н д у к т и в н о с т ь ю (или коэффициентом самоиндукции) данного контура. Если ток за некоторый промежуток времени Δt изменяется на величину ΔI, то магнитный поток за тот же промежуток времени изменяется на величину $\Delta Ф = L\Delta I$. А так как э. д. с. индукции равна скорости изменения магнитного потока, т. е. отношению изменения магнитного потока $\Delta Ф$ к промежутку времени Δt, за который это изменение произошло, то э д. с. самоиндукции равна

$$E_L = -\frac{\Delta Ф}{\Delta t} = -L\frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Знак минус в этой формуле учитывает то обстоятельство, что э. д. с. самоиндукции E_L направлена навстречу изменению тока ΔI.

Таким образом, при данной скорости изменения тока в контуре величина э. д. с. самоиндукции, возникающей в контуре, тем больше, чем больше индуктивность контура. Поэтому величина э. д. с. самоиндукции, возникающей в контуре при данной скорости изменения тока в нем, может служить мерой индуктивности контура.

В абсолютной электромагнитной системе единицей индуктивности служит сантиметр индуктивности. В практической системе за единицу индуктивности принимают индуктивность такого контура, в котором возникает э. д. с. самоиндукции в 1 *в* при равномерном изменении тока на 1 *а* в 1 *сек.* Эта единица индуктивности в честь американского физика Д. Генри была названа генри (*гн*). Для измерения малых индуктивностей применяются тысячные доли генри — миллигенри (*мгн*) и миллионные доли генри — микрогенри (*мкгн*).

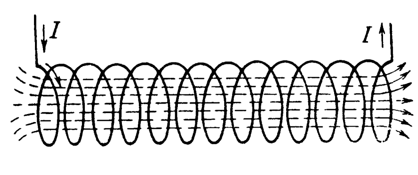


Рис. 63.

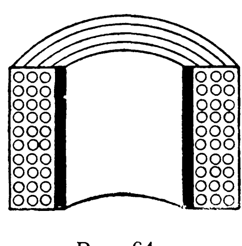
Индуктивность контура существенно зависит от его формы и при данных размерах контура может быть весьма различной.

В тех случаях, когда цепь должна обладать более или менее значительной индуктивностью, применяют катушки самоиндукции (катушки индуктивности). Зависимость индуктивности катушки от ее размеров можно выяснить на простейшем примере длинной катушки, состоящей из большого числа витков провода, намотанного в один слой (рис. 63). Так как ток I во всех витках катушки в каждый момент течет в одну сторону, то магнитные поля, создаваемые всеми витками, совпадают по направлению. Складываясь, магнитные поля отдельных витков усиливают друг друга и тем в большей степени, чем ближе друг к другу расположены витки (чем ближе друг к другу витки, тем точнее совпадают направления их магнитных полей). Вследствие этого при данном токе напряженность магнитного поля H внутри катушки, получающаяся в результате сложения магнитных полей отдельных витков, оказывается пропорциональной числу витков катушки, приходящихся на единицу ее длины, т. е. величине $w_1 = \frac{w}{l}$, где w — общее число витков катушки, а l — ее длина.

Магнитное поле внутри катушки оказывается почти однородным; силовые линии поля пронизывают все витки катушки и замыкаются во внешнем пространстве. При большой длине катушки силовые линии поля внутри катушки расположены гораздо гуще, чем снаружи, т. е. магнитное поле длинной катушки сосредоточено главным образом

внутри нее. Все витки катушки пронизываются одним и тем же магнитным потоком $\Phi=HS$, где S — сечение витка.

Если происходит изменение Φ, то в каждом витке возникает э. д. с. самоиндукции тем бо́льшая, чем больше H, так как при данной скорости изменения I скорость изменения Φ пропорциональна самой величине Φ. Электродвижущая сила самоиндукции в каждом витке пропорциональна $\frac{Sw}{l}$, так как H пропорционально $\frac{w}{l}$, а поскольку э. д. с. отдельных витков складываются, то э. д. с. во всей катушке пропорциональна $\frac{Sw^2}{l}$. Но при данной скорости изменения тока э. д. с. в контуре должна быть пропорциональной индуктивности контура. Следовательно, индуктивность длинной катушки пропорциональна $\frac{Sw^2}{l}$.


Рис. 64.

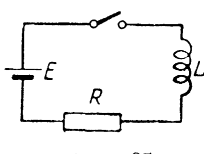


Рис. 65.

При достаточно большом числе витков и большом диаметре индуктивность катушки может быть сделана значительной. Для того чтобы увеличить индуктивность катушки, нужно увеличить число витков катушки, не увеличивая ее длины. Этого можно достичь, применяя многослойную намотку катушки (она показана в разрезе на рис. 64). Однако для многослойной катушки, особенно если толщина намотки сравнима с длиной катушки, уже несправедливо то соотношение между индуктивностью катушки, ее размерами и числом витков, которое было получено выше для однослойной длинной катушки. Но качественно картина остается прежней: индуктивность катушки растет с ростом числа витков и диаметра катушки.

Рассмотрим теперь подробнее, какую роль играет индуктивность цепи при включении и выключении э. д. с. Начнем со случая, когда в цепь, содержащую индуктивность L и сопротивление R, включается источник постоянной э. д. с. E (рис. 65) и в момент включения ток в цепи равен нулю. Если бы индуктивность в цепи отсутствовала, то в ней в мо-

мент включения э. д. с. t_1 сразу, скачком, установился бы ток $I_0 = \frac{E}{R}$ (рис. 66,*а*). При наличии индуктивности L возникновение тока в цепи после включения источника э. д. с. вызовет направленную навстречу э. д. с. самоиндукции E_L.

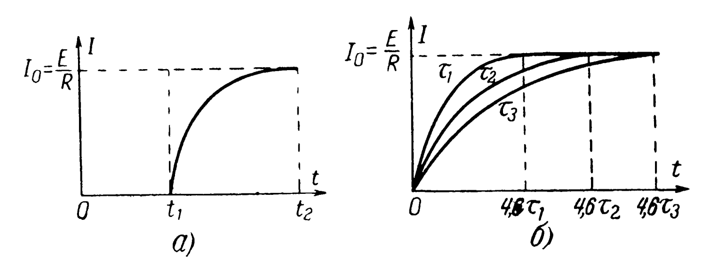


Рис. 66.

По закону Ома в цепи должен устанавливаться ток такой величины, чтобы сумма падений напряжения как раз оказалась равной сумме э. д. с. В данном случае в цепи действуют две э. д. с.: постоянная э. д. с. источника E и э. д. с. самоиндукции E_L. Следовательно, по закону Ома

$$E + E_L = RI,$$

а ток в цепи в любой момент времени равен

$$I = \frac{E + E_L}{R},$$

где E_L — значение э. д. с. самоиндукции в тот же момент времени. Так как в момент включения ток, ранее равный нулю, должен возрастать, то э. д. с. самоиндукции, равная

$$E_L = -L\,\frac{\Delta I}{\Delta t},$$

будет отрицательной, т. е. направленной навстречу э. д. с. E. В момент включения цепи возникает E_L, как раз равная по величине E, а так как E_L направлена навстречу E, то сразу после включения цепи $E + E_L = 0$, а следовательно, $I = 0$. Это значит, что при включении цепи не происходит скачка тока, а ток начинает возрастать постепенно от нуля. Вместе с тем постепенно уменьшается э. д. с. самоиндукции, так как скорость изменения тока постепенно умень-

шается. Вследствие уменьшения э. д. с. самоиндукции ток все больше приближается к значению $\frac{E}{R}$.

Весь процесс установления тока в цепи можно описать также несколько иначе.

Приведенное выше выражение для тока можно переписать следующим образом:

$$I = \frac{E}{R} + \frac{E_L}{R} = I_0 + I_L$$

и толковать его так. При включении цепи, помимо тока $I_0 = \frac{E}{R}$, возникает вызванный э. д. с. самоиндукции E_L ток $I_L = \frac{E_L}{R}$. Но так как последний направлен навстречу току I_0, то полный ток I в цепи равен разности токов I_0 и I_L. В момент включения токи I_0 и I_L равны по величине и полный ток $I = 0$. Постепенно „ток самоиндукции" I_L убывает и полный ток I возрастает, все более приближаясь к току I_0.

Теоретически этот процесс установления тока длится бесконечно долго. Однако к моменту времени t_2, когда ток I достигнет значения, достаточно близкого к I_0, практически можно считать процесс установления законченным, а промежуток времени $t_2—t_1$ можно назвать временем установления тока в цепи. Оно тем больше, чем больше отношение $\frac{L}{R}$, т. е. чем больше индуктивность цепи и чем меньше ее сопротивление. Такая зависимость получается оттого, что влияние индуктивности тем более заметно, чем больше э. д. с. самоиндукции по сравнению с падением напряжения на сопротивлении R. Поэтому-то и играет роль не сама величина индуктивности цепи L, а отношение L к сопротивлению цепи R. Это отношение, которое определяет время установления тока в цепи, обладающей индуктивностью и сопротивлением, является постоянной времени цепи τ, т. е.

$$\tau = \frac{L}{R}.$$

По прошествии времени τ ток в цепи I достигает значения, примерно равного 63% от I_0.

Если считать процесс установления тока законченным, когда ток I достигает, например, 99% величины I_0, то можно полагать время установления тока равным

$$t_2 - t_1 = 4{,}6\tau = \frac{4{,}6L}{R}.$$

На рис. 66,*б* изображены кривые установления тока для трех разных постоянных времени цепи $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$ и одного и того же значения установившегося тока $I_0 = \frac{E}{R}$.

Рассмотрим теперь другой случай, когда в цепи, обладающей индуктивностью L и сопротивлением R (рис. 65),

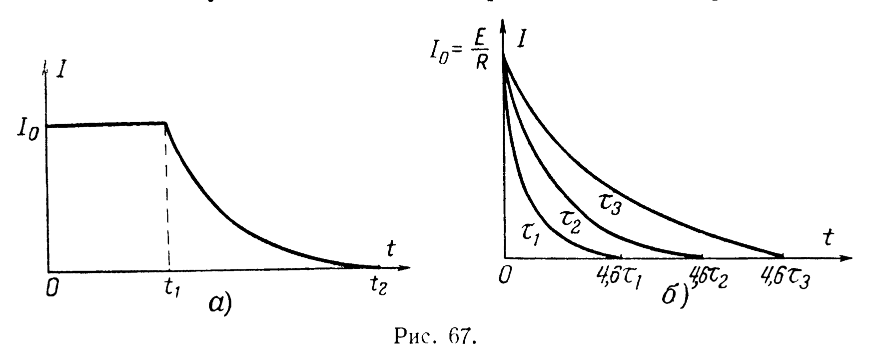


Рис. 67.

под действием постоянной э. д. с. E уже течет установившийся ток $I_0 = \frac{E}{R}$ и действие этой э. д. с. внезапно прекращается. Если бы цепь не обладала индуктивностью, то в момент прекращения действия э. д. с. прекратился бы и ток в цепи. Но явление самоиндукции делает невозможным мгновенное исчезновение тока. В момент t_1, когда э. д. с. исчезла и ток должен был бы упасть до нуля (рис. 67,*а*), возникает э. д. с. самоиндукции, направленная в ту же сторону, куда течет ток I_0. В момент t_1 прекращения действия э. д. с. E величина э. д. с. самоиндукции E_L оказывается как раз равной E, т. е. как бы заменяет исчезнувшую э. д. с. E, вследствие чего ток не меняется скачком, а начинает убывать постепенно от значения I_0. В какой-то момент t_2, когда ток I уменьшился во много раз, можно считать, что процесс исчезновения тока практически закончился. Время исчезновения тока зависит от постоянной времени цепи $\tau = \frac{L}{R}$ так же, как и время уста-

новления тока. Если по-прежнему выбрать момент t_2 так, чтобы к этому моменту ток I упал до 0,01 I_0, то время исчезновения тока также можно считать приблизительно равным

$$t_2 - t_1 = 4{,}6\tau = \frac{4{,}6L}{R}.$$

На рис. 67,*б* приведены графики исчезновения тока в цепи при трех разных значениях постоянной времени $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$, но одном и том же начальном значении тока I_0.

Посмотрим, как выглядят процессы установления и исчезновения тока с энергетической точки зрения. При установлении тока внешняя э. д. с. частично преодолевает активное сопротивление проводника, а частично — э. д. с. самоиндукции. Работа части э. д. с., преодолевающей активное сопротивление, превращается в тепло и идет на нагрев проводников. А работа части э. д. с., преодолевающей э. д. с. самоиндукции, идет на создание магнитного поля катушки и превращается в энергию этого магнитного поля. Наоборот, при исчезновении тока после выключения внешней э. д. с. ток в цепи поддерживается возникшей э. д. с. самоиндукции. Следовательно, работа э. д. с. самоиндукции идет на преодоление сопротивления цепи и превращается в тепло. Эту работу э. д. с. самоиндукции совершает за счет энергии магнитного поля катушки, исчезающего вместе с исчезновением тока.

Таким образом, с энергетической точки зрения явления установления и исчезновения тока в катушке индуктивности несколько сходны с явлениями заряда и разряда конденсатора, рассмотренными в § 14. При заряде конденсатора и установлении тока в катушке за счет работы э. д. с. создается поле (электрическое — в случае конденсатора, магнитное — в случае катушки) и эта работа превращается в энергию соответствующего поля. При разряде конденсатора и исчезновении тока за счет энергии соответствующего поля поддерживается ток в цепи.

Однако между этими двумя случаями есть следующее принципиальное различие. Ток в цепи конденсатора может существовать только кратковременно: во время его заряда или разряда, и только в это время, в цепи может рассеиваться энергия. А в цепи катушки индуктивности может течь постоянный ток, и при этом в активном сопротивлении цепи энергия все время будет рассеиваться в виде тепла. В случае постоянного тока вся работа внешней э. д. с. превращается в тепло. Если же происходит изменение тока, то при

составлении баланса энергии нужно учитывать следующие «статьи баланса»:

1) изменение мощности, отдаваемой источником э. д. с. в цепь (эта мощность равна EI и при изменении I она изменяется);

2) изменение мощности, превращающейся в тепло в сопротивлении R (эта мощность равна RI^2 и при изменении I она также изменяется);

3) изменение энергии магнитного поля катушки, так как при изменении I изменяется напряженность магнитного поля катушки, а вместе с тем и энергия этого поля.

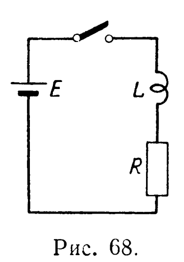


Рис. 68.

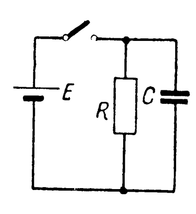


Рис. 69.

Представляет интерес сравнение энергетических соотношений, получающихся в процессе установления постоянного тока в цепи с катушкой индуктивности (рис. 68) и в цепи с конденсатором (рис. 69). Для сравнения взяты именно такие цепи — последовательная с катушкой и параллельная с конденсатором, потому что в них может установиться постоянный ток $I_0 = \frac{E}{R}$. Активные сопротивления R и э. д. с. источника E в обоих случаях будем считать одинаковыми.

Тогда в обоих случаях при отсутствии катушки и конденсатора от источника потреблялась бы одинаковая мощность. А при наличии в цепи катушки ток в процессе установления постепенно нарастает, т. е. он в течение времени установления меньше установившейся величины I_0. Следовательно, потребляемая от источника мощность при наличии катушки в процессе установления меньше, чем при ее отсутствии. Таким образом, катушка уменьшает мощность, потребляемую от источника во время процесса установления. При этом часть мощности расходуется на создание запаса энергии в магнитном поле катушки, а остальная часть рассеивается в виде тепла в активном сопротивлении. Ясно, что эта последняя мощность значительно меньше, чем в случае, когда в цепи имеется только одно сопротивление R.

В цепи с конденсатором по рис. 69 в процессе установления, наоборот, происходит увеличение мощности, потреб-

ляемой от источника. Действительно, в активном сопротивлении R рассеивается одна и та же мощность независимо от наличия конденсатора, но, кроме нее, сам конденсатор также потребляет дополнительно мощность, которая расходуется на создание запаса энергии в электрическом поле.

Как видно, между процессами установления в рассмотренных схемах имеются существенные различия. С энергетической точки зрения это различие можно сформулировать так, что энергия электрического поля в конденсаторе образуется непосредственно за счет работы, совершаемой источником, а энергия магнитного поля катушки — за счет экономии в той части работы, совершаемой источником, которая рассеивается в цепи в виде тепла.

19. ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Рассмотрим, какие токи создает переменная э. д. с. в цепях, обладающих индуктивностью. Пусть к источнику гармонической э. д. с. e присоединена катушка индуктивности L (рис. 70). Если сопротивления проводов источника э. д. с. и катушки индуктивности столь малы, что ими можно пренебречь, то падения напряжения в рассматриваемой цепи отсутствуют и по закону Ома $e + e_L = 0$, т. е. э. д. с. самоиндукции в каждый момент равна по величине и противоположна по знаку э. д. с. источника. Иначе говоря, э. д. с. источника e преодолевает только э. д. с. самоиндукции e_L.

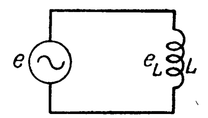


Рис. 70.

Значит, в цепи должны происходить такие изменения тока, которые создают э. д. с. e_L, в каждый момент равную по величине и противоположную по направлению э. д. с. e. Поэтому если синусоида на рис. 71,*а* изображает э. д. с. e, то э. д. с. e_L изобразится синусоидой на рис. 71,*б*. А зная, как изменяется э. д. с. самоиндукции в цепи, мы можем определить, как должны происходить изменения тока, чтобы они создавали э. д. с., изображенную на рис. 71,*б*. Так как э. д. с. самоиндукции пропорциональна скорости изменения тока, то, значит, e_L проходит через нуль, когда ток i достигает наибольшего значения того или иного знака. Именно в эти моменты ток перестает изменяться, перед тем как начать изменяться в обратном направлении. С другой стороны, e_L проходит через наи-

большие значения в те моменты, когда скорость изменения i наибольшая. Следовательно, когда синусоида, изображающая i, проходит через нулевые значения (где она имеет наибольшую крутизну), синусоида, изображающая e_L, проходит через наибольшие значения. Это означает, что синусоида i сдвинута во времени относительно синусоиды e_L на $\frac{T}{2}$.

Чтобы определить, в какую сторону во времени сдвинут i относительно e_L, нужно учесть, что э. д. с. самоиндук-

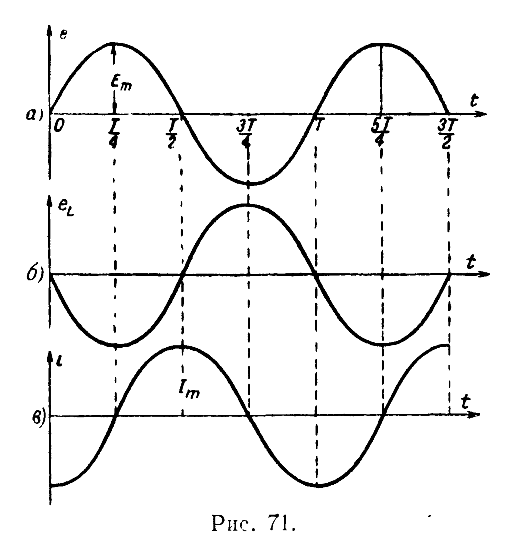


Рис. 71.

ции всегда направлена навстречу изменению тока. Поэтому в течение первого полупериода от $t=0$ до $t=\frac{T}{2}$, когда e_L отрицательна, изменения тока положительны, т. е. ток от наибольшего отрицательного значения $-I_m$ возрастает до наибольшего положительного $+I_m$. В течение всей второй половины периода от $\frac{T}{2}$ до T, когда e_L положительна, изменения тока все время отрицательны, т. е. ток от наибольшего положительного значения $+I_m$ убывает до наибольшего отрицательного значения $-I_m$. Таким образом, синусоида, изображающая ток в цепи i (рис. 71,*в*), сдвинута по оси времени вправо от синусоиды, изображающей внеш-

нюю э. д. с. e, так, что максимум i наступает на $\frac{T}{4}$ позже, чем максимум e. Иначе говоря, ток запаздывает по фазе по отношению к э. д. с. на $\frac{\pi}{2}$.

Нам остается еще определить амплитуду тока I_m. Качественную оценку мы можем получить из следующих соображений. Прежде всего, чем меньше индуктивность катушки, тем большей должна быть амплитуда тока (при неизменной частоте), чтобы амплитуда э. д. с. самоиндукции достигла заданной величины, т. е. стала равной внешней э. д. с. С другой стороны, при данной индуктивности катушки чем больше частота тока, тем меньшей должна быть амплитуда тока, чтобы амплитуда э. д. с. самоиндукции достигла заданной величины. Количественные подсчеты показывают, что амплитуда тока в цепи обратно пропорциональна произведению угловой частоты тока ω на индуктивность цепи L и может быть выражена так:

$$I_m = \frac{E_m}{\omega L},$$

где E_m — амплитуда внешней э. д. с.

Повторяя те же рассуждения, что и для емкостного сопротивления (см. § 15), найдем, что катушка индуктивности представляет собой для переменного тока сопротивление, величина которого равна

$$X_L = \omega L.$$

Это сопротивление катушки называется **индуктивным сопротивлением**. Чтобы отличить его от емкостного, в качестве индекса ставится буква L, а не C, как в случае емкостного сопротивления.

Индуктивное сопротивление, так же как и емкостное, принадлежит к числу реактивных сопротивлений. В течение четверти периода э. д. с. источника совершает работу по преодолению э. д. с. самоиндукции, и отдаваемая источником за это время энергия превращается в энергию магнитного поля. В течение следующей четверти периода энергия, накопившаяся за предыдущую четверть периода в магнитном поле, уходит из цепи, и если активное сопротивление катушки так мало, что им можно пренебречь, то можно считать, что эта энергия полностью возвращается в источник. Катушка индуктивности без потерь, так же как

и конденсатор, не потребляет энергии, а лишь на четверть периода заимствует ее от источника, с тем чтобы в следующую четверть периода вернуть ее источнику.

Реактивный характер индуктивного сопротивления, так же как и емкостного, самым тесным образом связан со сдвигом фаз между э. д. с. и током. Повторяя те же рассуждения, что и в случае емкостного сопротивления, мы убедимся, что именно сдвиг фаз на $\frac{\pi}{2}$ между э. д. с. и током приводит к тому, что четверть периода внешняя э. д. с. совершает работу по продвижению зарядов против э. д. с. самоиндукции и эта работа превращается в энергию магнитного поля, а в следующую четверть периода э. д. с. самоиндукции совершает работу по продвижению зарядов против э. д. с. источника и энергия магнитного поля возвращается в источник. Однако в емкостном сопротивлении фаза тока сдвинута по отношению к фазе э. д. с. на $\frac{\pi}{2}$ вперед, т. е. ток *опережает* э. д. с. по фазе на $\frac{\pi}{2}$, а в индуктивном сопротивлении фаза тока сдвинута по отношению к фазе э. д. с. на $\frac{\pi}{2}$ назад, т. е. ток *запаздывает* по фазе на $\frac{\pi}{2}$ по отношению к э. д. с. Это различие играет существенную роль, когда цепь содержит оба типа сопротивлений, т. е. и конденсаторы и катушки индуктивности. Такие случаи встретятся нам дальше.

Остановимся теперь на одном принципиальном различии между емкостным и индуктивным сопротивлениями. Электрическое поле, создаваемое заряженным конденсатором как между обкладками, так и в присоединенной к обкладкам внешней цепи, создается электрическими зарядами обкладок. Поэтому, как уже указывалось выше, напряжение на конденсаторе надлежит рассматривать как *падение напряжения*. Иначе обстоит дело с индуктивностью. Электрическое поле, возникающее при изменении тока в проводнике, обладающем индуктивностью, обусловлено не электрическими зарядами, а изменениями магнитного поля. Следовательно, электрические силы, действующие со стороны этого поля, надлежит рассматривать не как падение напряжения, а как *электродвижущие силы*. В соответствии с этим мы и выражали закон Ома, который утверждает, что сумма падений напряжения равна сумме

э. д. с. для цепи, содержащей источник э. д. с. E и емкость C, в виде:

$$e = u_C,$$

а для цепи, содержащей источник э. д. с. E и катушку индуктивности L, в виде:

$$e + e_L = 0.$$

Как видим, различать э. д. с. и падения напряжения необходимо для того, чтобы знать, в какой части уравнения, выражающего закон Ома, записать данную величину. Но, конечно, после того как мы правильно записали все э. д. с. и падения напряжения, можно любую из этих величин переносить в другую часть уравнения, изменив ее знак на обратный. В частности, мы может второе из приведенных выше уравнений записать в виде $e = -e_L$ и формально рассматривать величину $-e_L$ как падение напряжения на индуктивности. Иногда это бывает удобно, так как, вводя «падение напряжения на индуктивности», мы получаем возможность в случае любых сопротивлений (емкостных, индуктивных и активных) говорить о падениях напряжения и писать их все рядом в уравнении, выражающем закон Ома. Само собой разумеется, оттого что мы взяли данную физическую величину с обратным знаком, природа ее не может измениться. По своей природе $-e_L$ есть не падение напряжения, а взятая с обратным знаком э. д. с. самоиндукции.

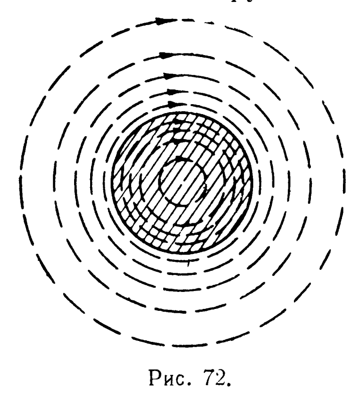
В заключение рассмотрим вопрос о влиянии индуктивного сопротивления проводника на его активное сопротивление.

Всякий проводник независимо от его формы обладает некоторой индуктивностью, а значит, и индуктивным сопротивлением переменному току. На достаточно высоких частотах, при которых индуктивное сопротивление проводника становится сравнимым с его активным сопротивлением, а тем более превосходит последнее, возникает своеобразное явление, которое называется поверхностным эффектом или скин-эффектом (скин — по-английски кожа).

Для рассмотрения этого эффекта разобьем мысленно проводник, по которому течет ток, на отдельные тонкостенные трубки, вложенные одна в другую. Ток, текущий по каждой из этих трубок, создает магнитное поле, силовые линии которого должны охватывать ток, т. е. создает маг-

нитное поле только вне трубки. Поскольку при удалении от оси проводника все большее число токов, текущих по трубкам, участвует в создании магнитного поля, напряженность этого поля возрастает от оси проводника к его поверхности. Вне проводника, где уже все трубки с током внесли свой вклад в создание магнитного поля, напряженность его убывает по мере удаления от поверхности проводника.

На рис. 72 пунктирными линиями изображены силовые линии магнитного поля тока внутри и вне сечения проводника, по которому течет ток (сечение проводника заштриховано). Из этого рисунка видно, что чем ближе к оси проводника лежит трубка, тем большее число магнитных силовых линий ее охватывает и, следовательно, тем больше индуктивность трубки. Иначе говоря, чем глубже лежит трубка, тем больше ее индуктивное сопротивление. Это приводит к тому, что при одинаковом активном сопротивлении трубок, т. е. при одинаковом сечении стенок трубок, ток, текущий через трубку, оказывается тем меньшим, чем глубже расположена трубка.


Рис. 72.

Эффект этот тем более заметен, чем больше индуктивное сопротивление проводника по сравнению с его активным сопротивлением. В проводниках с большой проводимостью на высоких частотах ток очень сильно спадает уже на небольшой глубине под поверхностью проводника, так что весь ток практически течет только в поверхностном слое толщиной в десятые и даже сотые доли миллиметра (отсюда и произошло название «поверхностный эффект»). Поэтому и величина активного сопротивления проводника определяется не всей площадью его сечения, а только той ее внешней частью, по которой течет ток. При высоких частотах она составляет малую долю всей площади сечения проводника и вследствие этого для высоких частот проводники обладают гораздо бо́льшим активным сопротивлением, чем для низких.

Таким образом, хотя поверхностный эффект обусловлен влиянием индуктивного сопротивления проводника, но

в конечном счете он приводит к увеличению активного сопротивления проводника, т. е. увеличивает потери энергии в проводнике. Чтобы уменьшить потери энергии, вызванные поверхностным эффектом, выгодно применять проводники с возможно большей поверхностью (при данной площади сечения проводника), например не сплошные проводники, а тонкостенные трубки.

20. ВЗАИМОИНДУКЦИЯ

Изменение тока в данном контуре и соответствующее изменение магнитного поля этого тока могут вызвать изменение магнитного потока не только сквозь данный контур (с этим связано явление самоиндукции), но и сквозь другие контуры, расположенные поблизости от данного. В этом случае возникновение э. д. с. индукции называется явлением в з а и м о и н д у к ц и и, а сама возникающая э. д. с. называется э. д. с. в з а и м о и н д у к ц и и. Рассмотрим это явление в простейшем случае.

Если в витке *1* (рис. 73) под действием постоянной э. д. с. E течет постоянный ток I_1, то магнитное поле этого тока не изменяется и в расположенном поблизости короткозамкнутом витке *2* никакой э. д. с. не возникает и ток не течет. Но если при помощи реостата R изменять ток I_1, то напряженность магнитного поля этого тока начнет также изменяться, вследствие чего будет изменяться и магнитный поток, пронизывающий виток *2*. В этом витке возникнет э. д. с. взаимоиндукции и появится электрический ток I_2.

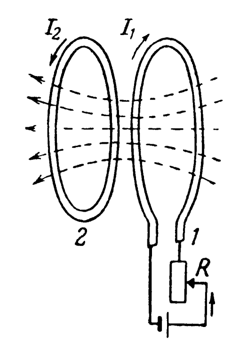


Рис. 73.

Направление возникающей э. д. с. взаимоиндукции определяется принципом Ленца. Если мы уменьшаем сопротивление R и ток I_1 усиливается, то создаваемый им магнитный поток через виток *2* увеличивается. Поскольку это и есть причина возникновения э. д. с. и тока I_2, значит, направление тока I_2 должно быть таким, чтобы его магнитное поле препятствовало увеличению магнитного потока, создаваемого током I_1 и пронизывающего виток *2*. Этот поток мы будем дальше обозначать $\Phi_{1\text{-}2}$. Следовательно, направление магнитного поля, а значит, и направление самого тока I_2 должно быть противоположным направлению тока I_1. Именно этот случай изображен на рис. 73. Если

же мы увеличиваем сопротивление R и ток I_1 уменьшается, то уменьшается и магнитный поток $\Phi_{1\text{-}2}$. Возникающий ток I_2 должен создавать магнитное поле, препятствующее уменьшению потока $\Phi_{1\text{-}2}$, т. е. направленное в ту же сторону, что и поле тока I_1. Значит, в этом случае оба тока должны быть направлены в одну сторону.

Таким образом, при увеличении тока I_1 в контуре *2* возникает ток I_2, направленный навстречу току I_1, а при уменьшении тока I_1 возникает ток I_2, направленный в ту же сторону, что и ток I_1. Так как напряженность магнитного поля пропорциональна току, то и магнитный поток $\Phi_{1\text{-}2}$ пропорционален току I_1, т. е.

$$\Phi_{1\text{-}2} = M_{1\text{-}2} I_1,$$

где $M_{1\text{-}2}$ — величина, зависящая от размеров и взаимного расположения витков *1* и *2*. Эта величина $M_{1\text{-}2}$ называется взаимной индуктивностью (или коэффициентом взаимоиндукции) двух данных контуров.

При заданном законе изменения тока I_1 скорость изменения потока $\Phi_{1\text{-}2}$, а значит, и величина э. д. с. взаимоиндукции пропорциональны $M_{1\text{-}2}$. На этом основании установлена величина единицы взаимной индуктивности, совершенно так же как и единица индуктивности. Поэтому единицей взаимной индуктивности в абсолютной электромагнитной системе единиц служит сантиметр индуктивности, а в практической системе единиц — генри. Генри — это такая взаимная индуктивность двух контуров, при которой равномерное изменение тока в одном из контуров на 1 *а* в 1 *сек* вызывает в другом контуре появление э. д. с. взаимоиндукции 1 *в*.

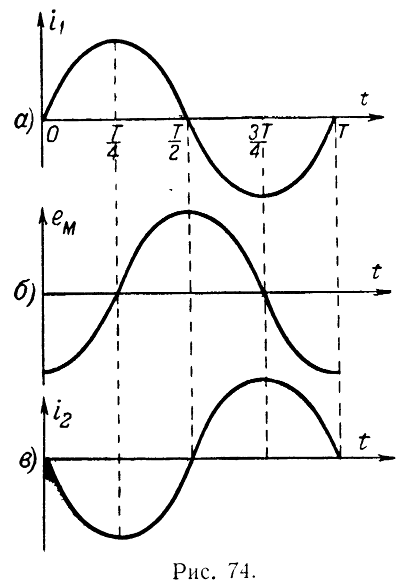


Рис. 74.

Рассмотрим теперь более детально случай, когда ток i_1 в контуре *1* меняется по гармоническому закону и

изображается синусоидой, приведенной на рис. 74, *а*. Такой же синусоидой изобразятся изменения магнитного потока $\Phi_{1\text{-}2}$. Электродвижущая сила взаимоиндукции e_M в контуре *2* пропорциональна скорости изменения i_1 и направлена в сторону, обратную изменению тока. Если считать в обоих контурах положительным одно и то же направление (например, по часовой стрелке, если глядеть с одной и той же стороны), то возрастанию положительной величины тока и убыванию отрицательной величины тока будут соответствовать отрицательные значения э. д. с. $e_м$. Наоборот, убыванию положительной величины тока и возрастанию отрицательной будут соответствовать положительные значения э. д. с. e_M. Поэтому в течение двух четвертей периода от $t=0$ до $t=\frac{T}{4}$ и от $t=\frac{3T}{4}$ до $t=T$ э. д. с. e_M отрицательна, а в течение двух четвертей периода от $t=\frac{T}{4}$ до $t=\frac{3T}{4}$ э. д. с. e_M положительна (рис. 74, *б*). Следовательно, синусоида e_M отстает по фазе от синусоиды i_1 на $\frac{\pi}{2}$.

Что же касается тока i_2, созданного э. д. с. e_M во втором контуре, то его сдвиг фаз относительно тока i_1 зависит еще и от того, как ток i_2 сдвинут по фазе относительно создающей его э. д. с. e_M. Этот последний сдвиг фаз зависит от свойств второго контура, а именно от соотношения между его активным и индуктивным сопротивлениями. Если активное сопротивление контура велико по сравнению с индуктивным, то фаза тока i_2 в контуре примерно совпадает с фазой э. д. с. $e_м$. Тогда ток i_2, как и э. д. с. e_M, запаздывает по отношению к току i_1 примерно на $\frac{\pi}{2}$. Если же в контуре *2* активное сопротивление мало и им можно пренебречь, то этот контур представляет собой цепь, обладающую только индуктивностью. Из предыдущего параграфа мы знаем, что в таком контуре ток запаздывает по фазе по отношению к э. д. с. e_M на $\frac{\pi}{2}$. В этом случае синусоида тока i_2 расположится так, как показано на рис. 74, *в*, т. е. ток i_2 противоположен по фазе току i_1 (токи в витках имеют противоположные направления).

С явлением взаимоиндукции непосредственно связано возникновение так называемых **вихревых токов** или токов Фуко. Если вблизи контуров, обтекаемых переменным током, расположены массивные проводники, например металлические пластины (*МП* на рис. 75), то любой замкнутый контур, выделенный мысленно из этой пластины (указан пунктиром на рис. 75,*а*), пронизывается переменным магнитным потоком. Следовательно, в пластине возникнут замкнутые переменные токи. Это и есть вихревые токи.

На создание вихревых токов затрачивается часть энергии магнитного поля, и эта энергия рассеивается в проводнике в виде тепла. Потери энергии на вихревые токи тем более заметны, чем массивнее проводники, в которых эти токи возникают, и чем меньше их сопротивление (так как тем сильнее эти вихревые токи). С другой стороны, потери на вихревые потоки растут с ростом частоты тока.

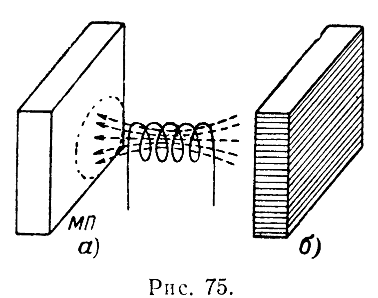


Рис. 75.

Для уменьшения потерь на вихревые токи массивные проводники разделяют на отдельные тонкие слои, изолированные друг от друга и расположенные таким образом, что выделенные мысленно контуры, которые пронизываются магнитным потоком, разбиваются на гораздо более мелкие контуры (рис. 75,*б*). Это препятствует возникновению сильных вихревых токов и существенно уменьшает потери энергии на их создание. Однако так как потери на вихревые токи растут с частотой, то на высоких частотах массивные проводники, даже разделенные на отдельные слои, все же вызывают очень большие потери энергии.

21. НАМАГНИЧИВАЮЩИЕСЯ ТЕЛА

Во многих телах под действием магнитного поля возникает явление магнитной поляризации, аналогичное явлению электрической поляризации диэлектриков. Однако явления эти только внешне сходны, а по существу различны. Дело в том, что в природе не существует магнитных зарядов, и поэтому в телах не может возникать магнитных диполей, подобных электрическим диполям в диэлектрике. Воздействие магнитного поля на электрические заряды, входящие в состав тела (электроны и ионы), может проис-

ходить только в том случае, когда заряды движутся. В самом деле, движущиеся электрические заряды эквивалентны электрическим токам, а на электрический ток магнитное поле действует с некоторой силой. Поэтому, аналогично тому как для объяснения электрической поляризации мы рассматривали атомы в виде электрических диполей, для объяснения магнитной поляризации мы должны считать, что движение электронов в атоме делает атом эквивалентным некоторому замкнутому электрическому току. Эти токи называют элементарными. На помещенный в магнитном поле проводник с током I действует со стороны магнитного поля сила F, направленная перпендикулярно току и магнитному полю, по правилу буравчика. Если

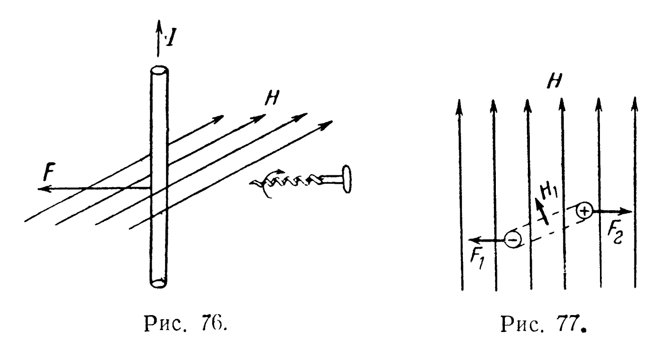


Рис. 76. Рис. 77.

расположить рукоятку буравчика в направлении тока I и затем поворачивать буравчик так, чтобы его рукоятка кратчайшим путем перешла в направление вектора напряженности магнитного поля H, то буравчик будет двигаться (ввинчиваться или вывинчиваться) в направлении действия силы F (рис. 76). Применяя это правило к витку с током, можно убедиться, что силы F_1 и F_2, действующие со стороны магнитного поля на противоположные стороны витка (рис. 77), разворачивают виток так, чтобы он устанавливался перпендикулярно полю и чтобы направление вектора напряженности магнитного поля самого витка H_1 совпадало с направлением внешнего магнитного поля (за направление магнитного поля витка мы принимаем направление поля в центре витка).

После этих предварительных соображений мы можем перейти к рассмотрению картины магнитной поляризации тел. Элементарные токи, связанные с атомами тела, в отсутствие внешнего магнитного поля, так же как и сами ато-

мы, занимают всевозможные положения, т. е. ориентированы хаотически. Под действием внешнего магнитного поля элементарные токи ориентируются по полю так, как указано выше. Чем больше напряженность внешнего поля, тем бо́льшая часть элементарных токов, заключенных в теле, оказывается ориентированной по полю и тем сильнее магнитная поляризация тела. Степень магнитной поляризации тела зависит не только от напряженности намагничивающего поля, но и от свойств самого тела. Большинство тел очень слабо поляризуется, но три металла — железо, никель и кобальт, некоторые металлические сплавы и химические соединения, содержащие указанные выше металлы, а также некоторые сплавы, в состав которых указан-

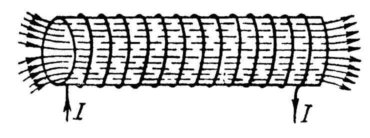


Рис. 78.

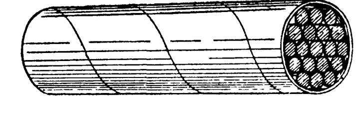


Рис. 79.

ные металлы вообще не входят, обладают способностью сильно поляризоваться. Эти тела называются ферромагнитными телами или феррамагнетиками, а иногда еще короче — магнетиками.

Посмотрим, как влияет присутствие ферромагнетика на магнитное поле, создаваемое током. Поместим внутрь длинной катушки цилиндр из ферромагнитного материала (магнитный сердечник), заполняющий все пространство внутри катушки (рис. 78). Как мы знаем, ток I, текущий по катушке, создает внутри нее однородное магнитное поле. Это поле действует на сердечник и вызывает его магнитную поляризацию. Элементарные токи в сердечнике установятся по полю и их плоскости будут перпендикулярны оси катушки. Схематически мы можем представить себе, что элементарные токи не только ориентируются по полю, но выстраиваются в виде длинных тонких столбиков (рис. 79). Так как все элементарные токи, образующие столбик, ориентированы в одном направлении, то их магнитные поля складываются так же, как поля отдельных витков катушки. Словом, магнитное поле длинного столбика элементарных токов совершенно подобно полю длинной катушки. Оно существует главным образом внутри катушки, и напряженность его зависит от числа элементарных

токов, приходящихся на единицу длины столбика, т. е. в конечном счете от степени поляризации сердечника.

Так как внутреннее поле каждого столбика по направлению совпадает с направлением внешнего намагничивающего поля, то, складываясь, эти поля усиливают друг друга Поэтому результирующее магнитное поле в ферромагнетике всегда больше внешнего намагничивающего поля. Напряженность результирующего магнитного поля в магнетике называют **магнитной индукцией** и обозначают буквой B. Величина, показывающая, во сколько раз усиливается напряженность магнитного поля токов, когда все пространство вокруг токов заполняется ферромагнетиком, называется **магнитной проницаемостью** данного ферромагнетика и обозначается буквой μ. Чем больше напряженность результирующего внутреннего поля в магнетике при данной напряженности намагничивающего поля, т. е. чем сильнее способен поляризоваться магнетик, тем больше его магнитная проницаемость. У некоторых специальных магнитных сплавов магнитная проницаемость может достигать нескольких тысяч.

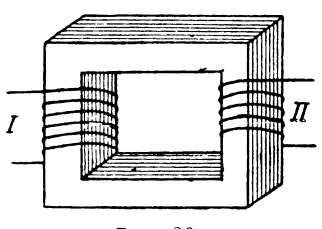


Рис. 80.

Применение в катушках сердечников из ферромагнитных материалов с большой магнитной проницаемостью μ соответственно увеличивает напряженность магнитного поля в сердечнике, а значит, и магнитный поток через сечение катушки. Его называют потоком магнитной индукции. Вследствие этого в μ раз увеличивается и индуктивность катушки. Применение магнитных сердечников для увеличения индуктивности катушек является одним из важных применений ферромагнитных материалов.

Для той же цели, а также для некоторых других целей часто применяются замкнутые магнитные сердечники (рис. 80). В этом случае магнитные силовые линии замыкаются, практически не выходя из сердечника (магнитный поток, выходящий из сердечника, во много раз слабее, чем поток, проходящий по сердечнику). Таким образом, замкнутый магнитный сердечник устраняет рассеяние магнитного потока; весь магнитный поток, созданный одной обмоткой, например обмоткой I на рис. 80, проходя целиком по магнитному сердечнику, полностью пронизывают вто-

рую обмотку (*II* на рис. 80). И когда изменяется магнитный поток, создаваемый током, текущим в одной из обмоток, то также изменяется и магнитный поток, пронизывающий другую обмотку.

Аналогично действует и сплошная коробка из ферромагнитного материала. Если внутри коробки помещается, например, катушка с незамкнутым сердечником, то магнитное поле катушки вне ее хотя и мало, но существует на значительных расстояниях от катушки (рис. 81,*а*). Если же эту катушку заключить в коробку из ферромагнитного материала, то все магнитные силовые линии, выходящие из сердечника, замкнутся через стенки коробки и вне ее маг-

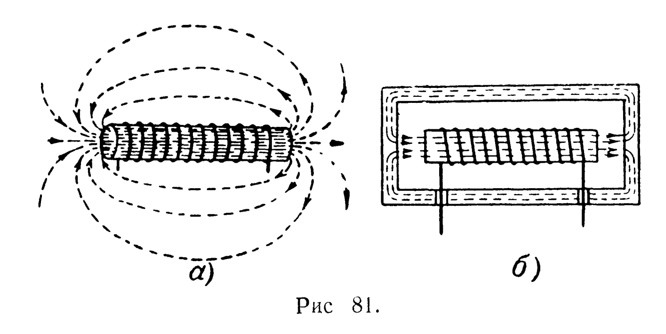


Рис 81.

нитное поле будет отсутствовать (рис. 81,*б*). Точно так же, если магнитное поле существует вне коробки из ферромагнитного материала, то, замкнувшись через стенки коробки, силовые линии магнитного поля не проникнут внутрь коробки. Таким образом, коробка из ферромагнитного материала играет роль экрана для магнитных полей, аналогично тому как коробка из хорошего проводника играет роль электростатического экрана.

Сердечники из ферромагнитного материала позволяют получить большую напряженность магнитного поля не только в самом материале, но и в узкой щели, расположенной поперек магнитного потока (рис. 82). Ее пронизывают все силовые линии магнитного поля сердечника. Поэтому напряженность магнитного поля в щели такая же, как в материале сердечника. Этим приемом пользуются для получения сильных магнитных полей в магнитоэлектрических измерительных приборах, некоторых типах громкоговорителей и т. п.

Получению сильных магнитных полей в ферромагнитных телах (или узких щелях между ними) ставит предел

явление магнитного насыщения. Если ферромагнетик способен сильно поляризоваться, то при достаточно большой напряженности намагничивающего поля будет достигнуто такое положение, что все имеющиеся в магнетике элементарные токи установятся по полю. Тогда дальнейшее увеличение напряженности намагничивающего поля не вызовет увеличения поляризации магнетика, так как он уже полностью поляризован, и поэтому рост поля в магнетике замедлится. На графике зависимости магнитной индукции B в магнетике от напряженности намагничивающего поля H (рис. 83,*а*) этому соответствуют области, лежащие вправо от точки H_1 и влево от точки $-H_1$. Они называются областями насыщения.

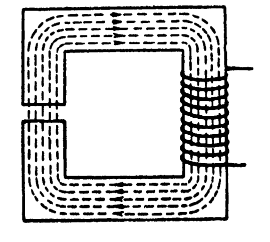


Рис. 82.

Зависимость магнитной индукции в магнетике B от напряженности намагничивающего поля H имеет еще одну существенную особенность, обусловленную тем, что в поляризации ферромагнетиков наблюдается явление гистерезиса, или последействия. Явление это состоит в следующем. Если, увеличивая напряженность намагничивающего поля H, мы доведем его до некоторого значения H_1, кото-

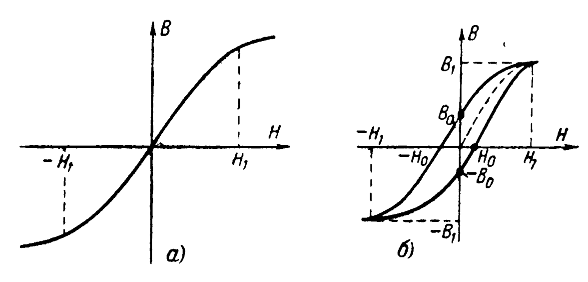


Рис. 83.

рому соответствует магнитная индукция B_1 (рис. 83,*б*), а затем начнем уменьшать H, то кривая зависимости B от H при уменьшении H не совпадет с кривой, изображающей эту зависимость при увеличении H. В частности, когда H равно нулю, B еще остается больше нуля и равно B_0. Для того чтобы B стало равным нулю, необходимо намагничивающее поле обратного направления с напряженностью $-H_0$. Это поле является размагничивающим. Такое же

последействие наблюдается при изменении напряженности от $-H_1$ до $+H_1$. Петля, образованная двумя кривыми, соответствующими изменениям намагничивающего поля в двух направлениях, называется **петлей гистерезиса**.

Явление гистерезиса связано с потерями энергии, так как при перемагничивании материала часть энергии рассеивается в виде тепла. Потери энергии за один цикл перемагничивания тем больше, чем больше площадь петли гистерезиса. Если перемагничивание происходит часто, то потери энергии, даже при небольшой площади петли гистерезиса, оказываются весьма значительными. Поэтому ферромагнитные материалы со сколько-нибудь заметным гистерезисом нельзя применять в высокочастотных магнитных полях.

Другой причиной потерь энергии в ферромагнитных материалах являются вихревые токи. Если ферромагнетик обладает малым электрическим сопротивлением, как, например, у ферромагнитных металлов и металлических сплавов, то вихревые токи, даже на низких частотах, создают такие потери, что применение сплошных магнитных сердечников в переменных магнитных полях становится невозможным. Для уменьшения потерь магнитные сердечники, находящиеся в переменных магнитных полях, всегда делают слоистыми. Однако на высоких частотах и слоистые металлические сердечники создают большие потери на вихревые токи. Поэтому на высоких частотах сердечники из ферромагнитных металлов и сплавов вообще неприменимы. В этих случаях применяются неметаллические ферромагнитные материалы, обладающие очень большим электрическим сопротивлением, т. е. являющиеся диэлектриками. Эти материалы получили название магнитодиэлектриков. Вследствие большого сопротивления в них возникают лишь очень слабые вихревые токи. В цепях высокой частоты магнитные сердечники из таких материалов не вызывают заметных потерь энергии.

При распространении электромагнитной волны в намагничивающейся среде в ней возникает магнитная поляризация, меняющаяся с частотой волны. Эта переменная магнитная поляризация изменяет скорость распространения электромагнитной волны в намагничивающейся среде, аналогично тому как переменная электрическая поляризация изменяет скорость распространения волны в диэлектрике.

Скорость распространения электромагнитной волны в намагничивающейся среде равна

$$v=\frac{c}{\sqrt{\mu}},$$

где c — скорость распространения волны в вакууме.

Так как магнитная проницаемость μ для вакуума равна 1, а для большинства намагничивающихся сред μ больше 1 (случаи, когда μ меньше 1, для радиотехники практического интереса не представляют), то в намагничивающейся среде электромагнитные волны распространяются с меньшей скоростью, чем в вакууме.

В среде, в которой может возникать одновременно как электрическая, так и магнитная поляризация (в магнитодиэлектриках), скорость распространения электромагнитных волн будет:

$$v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

Таким образом, в магнитодиэлектриках скорость распространения электромагнитных волн меньше, чем в диэлектриках, обладающих таким же ε, но неспособных к магнитной поляризации

22. ИЗМЕНЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ

На практике часто бывает необходимо изменять индуктивность цепей. Одним из возможных методов изменения индуктивности является включение нескольких катушек индуктивности в различных комбинациях их соединений.

Из двух возможных способов включения катушек индуктивности — последовательного и параллельного — применяется главным образом последовательное. Этим случаем мы и ограничимся.

При включении двух катушек индуктивности в общую цепь они могут быть индуктивно связаны, т. е. магнитное поле каждой из катушек может пронизывать витки другой катушки. Только в случаях, когда катушки находятся на значительном расстоянии одна от другой или закрыты экранами, можно считать, что взаимная индуктивность в них отсутствует.

Сначала мы рассмотрим последовательное включение двух катушек, не имеющих взаимной индуктивности. При

таком включении (рис. 84,*а*) э. д. с. самоиндукции E_1 и E_2, возникающие в катушках, складываются и общая э. д. с. самоиндукции между точками *1* и *2* равна $E_{1\text{-}2}=E_1+E_2$. А так как

$$E_1 = -L_1\frac{\Delta I}{\Delta t} \text{ и } E_2 = -L_2\frac{\Delta I}{\Delta t},$$

то

$$E_{1\text{-}2} = -\left(L_1 + L_2\right)\frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Следовательно, цепь, состоящая из двух последовательно включенных и не взаимодействующих катушек, обладает общей индуктивностью

$$L = L_1 + L_2.$$

В случае взаимодействия катушек в каждой из них, помимо э. д. с. самоиндукции, возникает э. д. с. взаимоиндукции, обусловленная воздействием другой катушки. Если катушки включены последовательно и расположены так, что их поля направлены в одну сторону, то в катушках возникают соответственно э. д. с.

$$E_1 = -L_1\frac{\Delta I}{\Delta t} - M_{1\text{-}2}\frac{\Delta I}{\Delta t} \text{ и } E_2 = -L_2\frac{\Delta I}{\Delta t} - M_{1\text{-}2}\frac{\Delta I}{\Delta t},$$

где $M_{1\text{-}2}$ — взаимная индуктивность катушек.

Следовательно, э. д. с. взаимоиндукции добавляется к э. д. с. самоиндукции и общая индуктивность цепи равна

$$L_{макс} = L_1 + L_2 + 2M_{1\text{-}2}.$$

Наоборот, если катушки расположены так, что их магнитные поля направлены в противоположные стороны, то в каждой из катушек э. д. с. взаимоиндукции вычитается из э. д. с. самоиндукции и общая индуктивность цепи

$$L_{мин} = L_1 + L_2 - 2M_{1\text{-}2}.$$

При изменении взаимного расположения катушек их взаимная индуктивность изменяется. Если при этом изменяется и направление магнитных полей обеих катушек, то общая индуктивность цепи изменяется от $L_{макс}$ до $L_{мин}$. Это изменение получается в широких пределах, если $M_{1\text{-}2}$ может достигать достаточно больших значений.

На этом основано устройство вариометров—приборов, плавно меняющих индуктивность. Принцип устройства вариометра показан на рис. 84,*б*. Прибор этот состоит из двух катушек, соединенных последовательно, одна из которых может вращаться внутри другой. Каждая из катушек создает свое магнитное поле. Когда эти поля направлены в одну сторону, общая индуктивность цепи возрастает, и наоборот, когда они направлены навстречу, общая индуктивность уменьшается. Наибольшей индуктивностью вариометр обладает, когда катушки расположены параллельно и их магнитные поля совпадают по направлению, наименьшей — когда подвижная катушка повернута на 180°, т. е. магнитные поля направлены навстречу. При переходе от первого положения ко второму, т. е. при вращении подвижной катушки, индуктивность вариометра плавно изменяется в широких пределах.

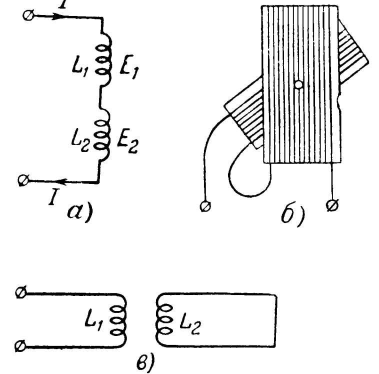


Рис. 84.

Для плавного изменения индуктивности цепи применяются и другие методы. Один из них основан на применении в катушках передвигающихся сердечников из ферромагнитных материалов.

Как указывалось выше, магнитное поле, создаваемое катушкой индуктивности, усиливается, если внутрь катушки ввести сердечник из ферромагнитного материала. Но если при данном токе в катушке напряженность магнитного поля, а значит, и поток магнитной индукции возросли, то, следовательно, увеличилась и индуктивность катушки. Таким образом, введение в катушку ферромагнитного сердечника увеличивает ее индуктивность и тем больше, чем глубже вводится сердечник. Этим и пользуются для плавного изменения индуктивности катушек. Катушка снабжается передвижным магнитным сердечником, который при помощи какого-либо приспособления (обычно винта, пропущенного сквозь отверстие с резьбой в каркасе катушки) может больше или меньше вдвигаться в катушку. Однако вследствие больших потерь энергии в сердечниках из металлов или металлических сплавов, находя-

щихся в магнитных полях высокой частоты, такие сердечники нельзя применять в катушках для токов высокой частоты. Их применяют только в цепях низкой частоты. В катушках, предназначенных для цепей высокой частоты, широко применяются ферромагнитные материалы, которые обладают очень малой проводимостью, вследствие чего в них практически не возникает вихревых токов и они не вызывают значительных потерь энергии.

Еще один метод непрерывного изменения индуктивности катушек основан на применении немагнитных металлов, обладающих высокой проводимостью.

Идея этого метода заключается в следующем. Если к какой-либо питаемой переменным током катушке L_1 приблизить катушку L_2, замкнутую накоротко (рис. 84,*в*), то вследствие явления индукции в катушке L_2 также возникает переменный ток. При этом характер явления зависит от соотношения между величиной индуктивности катушки L_2 и ее активного сопротивления R.

Как мы уже знаем, когда активное сопротивление мало по сравнению с индуктивным, то направление тока I_2, возникшего в катушке L_2, противоположно направлению тока I_1 в катушке L_1. Индуктированный ток I_2 создает свое магнитное поле, которое, так же как и ток, направлено в сторону, противоположную магнитному полю катушки L_1. Поэтому магнитное поле катушки L_2 ослабляет магнитное поле катушки L_1 и тем в большей степени, чем сильнее индуктированный в катушке L_2 ток. Таким образом, если катушка L_2 обладает малым активным сопротивлением, то при ее приближении к катушке L_1 индуктивность последней уменьшается. Плавно изменяя расстояние между катушками, можно плавно изменять индуктивность катушки L_1.

Вместо катушки с малым сопротивлением L_2 можно взять лист металла с малым сопротивлением (медь, алюминий). В этом листе индуктируют вихревые токи, магнитное поле которых также противоположно полю катушки L_1. Вследствие этого при приближении металлического листа индуктивность катушки L_1 уменьшается. Перемещая лист металла около катушки, можно плавно изменять ее индуктивность в довольно широких пределах. Достоинство этого метода заключается в его простоте, а недостаток состоит в том, что при возникновении вихревых токов в металле происходят потери энергии и увеличивается затуха-

ние контура, в который входит такой вариометр с «настройкой металлом».

Аналогичное явление — уменьшение индуктивности катушки в результате возникновения вихревых токов — происходит при экранировании катушек. Экран из немагнитного материала всегда уменьшает индуктивность катушки и тем сильнее, чем он ближе к катушке.

Глава третья

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

23. СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Выше были рассмотрены процессы заряда и разряда конденсатора через активное сопротивление, а также установления и исчезновения тока в катушке индуктивности, включенной в цепь, обладающую активным сопротивлением. Все эти процессы происходят монотонно, т. е. величина заряда или тока в течение всего процесса либо только возрастает, либо только убывает. Эта характерная черта процессов установления в указанных случаях связана с тем, что цепи, в которых процессы протекают, обладают, кроме активного сопротивления, либо только емкостью, либо только индуктивностью, т. е. реактивным сопротивлением только какого-либо одного из двух типов. Совсем по-иному протекают процессы установления в цепях, которые обладают одновременно и емкостью, и индуктивностью, и малым активным сопротивлением.

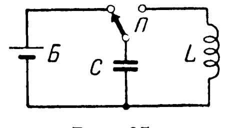


Рис. 85.

Рассмотрим цепь, состоящую из конденсатора C и катушки индуктивности L (рис. 85), и допустим сначала, что эта цепь обладает столь малым активным сопротивлением, что им можно пренебречь. Цепь эта может замыкаться и размыкаться при помощи переключателя *П*. Зарядим конденсатор C от батареи *Б* до некоторого напряжения, замкнув для этого конденсатор на батарею переключателем *П* (левое положение). Заряжая конденсатор, мы сообщаем ему некоторую электрическую энергию, распределенную в электрическом поле конденсатора. Если после этого отсоединить батарею от конденсатора (среднее положение переключателя), то на обкладках конденсатора останется электрический заряд. Что же произойдет с этим зарядом,

если переключателем *П* замкнуть теперь заряженный конденсатор на катушку (правое положение)?

Если бы в цепи не было катушки индуктивности, то сразу возник бы сильный электрический ток и конденсатор разрядился бы за время, определяемое постоянной времени цепи, т. е. емкостью конденсатора и величиной активного сопротивления. Так как последнее очень мало, то процесс разряда закончился бы очень быстро (и происходил бы монотонно). Но индуктивность, как мы уже знаем, препятствует мгновенному установлению электри-

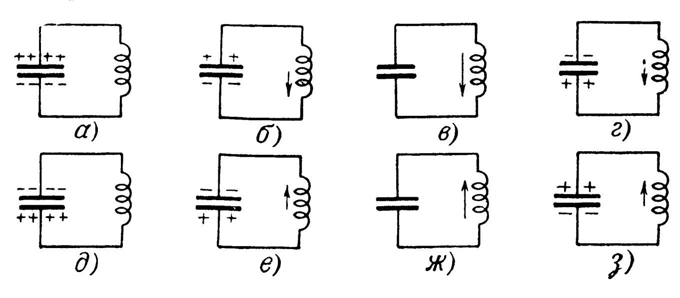


Рис. 86.

ческого тока и, следовательно, ток будет увеличиваться постепенно, а вместе с тем и конденсатор будет постепенно разряжаться.

Итак, в начальный момент конденсатор заряжен, а тока в цепи нет. Это состояние схематически изображено на рис. 86,*а*, причем число знаков «+» и «—», помещенных у обкладок конденсатора, условно выражает величину заряда: чем больше знаков, тем больше заряд. Постепенно конденсатор разряжается, а ток увеличивается. Это состояние схематически изображено на рис. 86,*б*. Направление тока указано стрелкой, длина которой на этом и следующих рисунках в одном и том же масштабе изображает величину тока в цепи.

Энергия постепенно ослабевающего электрического поля конденсатора превращается в энергию постепенно усиливающегося магнитного поля катушки. Наступит момент, когда конденсатор разрядится до конца (рис. 86,*в*). В этот момент ток в цепи, который достиг наибольшей величины, так как вся электрическая энергия превратилась в магнитную, должен был бы прекратиться, если бы цепь не обладала индуктивностью. Но индуктивность препятствует мгновенному исчезновению тока. Поэтому, после того как

конденсатор разрядится, ток все же будет продолжать течь по цепи в том же направлении. При этом та обкладка, на которой раньше был положительный заряд, заряжается отрицательно, а другая, на которой раньше был отрицательный заряд, заряжается положительно. Другими словами, благодаря индуктивности, которая препятствует исчезновению тока, конденсатор заряжается в обратном направлении (рис. 86,*г*).

Этот противоположный заряд создает напряжение на обкладках конденсатора; вместе с тем ток в цепи постепенно уменьшается — магнитная энергия снова превращается в электрическую. В конце концов ток прекратится вовсе, а конденсатор окажется заряженным до того же напряжения, что и в начале (потому что вся энергия снова превратилась в электрическую), но только знаки зарядов на конденсаторе будут обратными (рис. 86,*д*).

Так как конденсатор опять заряжен, то он снова начнет разряжаться через катушку индуктивности, но при этом ток в цепи будет проходить уже в обратном направлении (рис. 86,*е*). По прошествии некоторого времени конденсатор разрядится полностью (рис. 86,*ж*). Снова вся электрическая энергия превратится в магнитную, и ток достигнет наибольшего значения. Но ток в цепи не может прекратиться мгновенно и он, постепенно уменьшаясь, заряжает конденсатор опять зарядом того же знака, что и вначале (рис. 86,*з*). В конце концов конденсатор вновь зарядится, а ток прекратится, снова вся энергия превратится в электрическую, и цепь вернется к состоянию, изображенному на рис. 86,*а*. После этого явление будет повторяться снова и снова.

Как видно, в цепи, состоящей из емкости и индуктивности, разряд конденсатора не происходит монотонно, а имеет колебательный характер. В цепи происходят повторяющиеся изменения тока и напряжения на обкладках конденсатора, т. е. происходят электрические колебания. Такие цепи, в которых могут возникать подобные колебания, называют колебательными цепями. Цепь, состоящая из емкости и индуктивности, представляет собой простейшую колебательную цепь, называемую колебательным контуром.

В рассмотренном случае причиной возникновения колебаний явился начальный заряд конденсатора. Энергия была сообщена колебательному контуру в виде энергии электрического поля конденсатора. Но можно также воз-

будить электрические колебания путем создания тока в катушке индуктивности. Присоединим батарею *Б* при помощи выключателя *Вк* к концам катушки индуктивности (рис. 87); в ней установится некоторый ток. Если теперь разомкнуть цепь этого тока выключателем *В*, то в контуре возникнут электрические колебания, совершенно подобные тем, которые возникают при включении в контур заряженного конденсатора. Различие в способе возбуждения колебаний никак не скажется на дальнейшем процессе. Вся разница заключается лишь в той форме, в которой контуру сообщена начальная энергия: в одном случае — в виде энергии электрического поля заряженного конденсатора, в другом — в виде энергии магнитного поля тока, текущего в катушке.

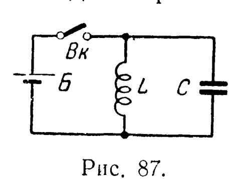


Рис. 87.

В обоих случаях колебания возникают вследствие того, что в колебательном контуре нарушено «электрическое равновесие». Под «электрическим равновесием» в колебательном контуре надо понимать такое состояние, когда одновременно равны нулю и заряд конденсатора и ток в цепи.

Колебания, которые возникают в результате нарушения равновесия и которые происходят за счет сообщенной системе начальной энергии, называются с о б с т в е н н ы м и к о л е б а н и я м и этой системы в отличие от вынужденных колебаний, с которыми нам придется встретиться в дальнейшем.

Выясним теперь, от чего зависит частота собственных колебаний, возникающих в колебательном контуре. Характер этой зависимости можно установить при помощи следующих соображений. При собственных колебаниях конденсатор контура постепенно разряжается через катушку. Чем больше индуктивность этой катушки, тем медленнее возрастает ток в контуре и тем медленнее происходит разряд конденсатора. Следовательно, чем больше индуктивность контура, тем медленнее происходят колебания в нем, тем меньше частота собственных колебаний. С другой стороны, чем больше емкость конденсатора при данной индуктивности катушки, тем больше пройдет времени, пока он окончательно разрядится, и, следовательно, тем меньше частота собственных колебаний в контуре.

Итак, чем больше емкость и индуктивность колебательного контура, тем меньше частота собственных колебаний в контуре или тем больше период этих колебаний.

Зависимость периода собственных колебаний T_0 от величин индуктивности катушки и емкости конденсатора выражается так называемой формулой Томсона:

$$T_0 = 2\pi\sqrt{LC},$$

где L — индуктивность, *гн*, а C — емкость, *ф*.

Поскольку период колебаний T_0 и их частота f_0 связаны между собой соотношением

$$f_0 = \frac{1}{T_0},$$

то формула Томсона для частоты колебаний имеет вид:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Вид формулы Томсона упрощается, если от частоты f_0 перейти к угловой частоте ω_0:

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

В простейших колебательных контурах собственные колебания по форме близки к гармоническим. Если пренебречь влиянием сопротивления на ход колебательного процесса (это влияние будет рассмотрено ниже), то при собственных колебаниях заряд конденсатора, а значит, и напряжение на нем и ток в контуре изменяются по гармоническому закону, т. е. графически изображаются синусоидой.

Построим графики напряжения и тока в колебательном контуре при собственных колебаниях. Для определенности будем рассматривать колебательный процесс, отдельные состояния которого изображены на рис. 86. Примем за начальный момент времени ($t=0$) момент, когда заряженный конденсатор замыкается на катушку (рис. 86,*а*). Напряжение на конденсаторе u имеет в этот момент наибольшее значение, равное U_m (рис. 88,*а*), а ток i равен нулю (рис. 88,*б*). Затем напряжение на конденсаторе уменьшается, а ток возрастает. Возникший ток i разряжает конденсатор, и если мы считали начальное напряжение U_m на конденсаторе положительным, то ток, разряжающий положительно заряженный конденсатор, нужно считать отрицательным. Следовательно, начиная с момента $t=0$, обе синусоиды пойдут вниз. Для дальнейшего по-

строения синусоид нужно учесть, что через промежутки времени, равные четверти периода, т. е. при $t=T/4$, $t=T/2$ и $t=3T/4$, наступят состояния, изображенные соответственно на рис. 86,*в*, *д* и *ж*, а при $t=T$ повторится состояние, изображенное на рис. 86,*а* (состояния, изображенные на рис. 86,*б*, *г*, *е* и *з*, соответствуют некоторым промежуточным моментам времени, лежащим между указанными выше).

Построив в соответствии с этим синусоиды, изображающие изменения u (рис. 88,*а*) и i (рис. 88,*б*), мы убедимся, что ток в контуре опережает по фазе на $\pi/2$ напряжение на обкладках конденсатора. Такой же сдвиг фаз мы обнаружили между напряжением на конденсаторе и током в цепи в случае, когда конденсатор питается от источника переменной э. д. с. (рис. 56). Это вполне понятно: независимо от того, по какой причине возникло напряжение на конденсаторе, изменение этого напряжения может происходить только за счет того, что к обкладкам конденсатора притекают или от его обкладок утекают электрические заряды.

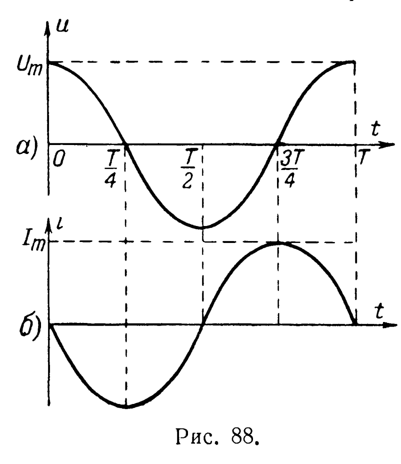


Рис. 88.

Отсюда следует, что между напряжением на конденсаторе и током в нем всегда существует определенная связь. В частности, если напряжение на конденсаторе меняется по гармоническому закону, то сдвиг фаз между напряжением и током и соотношение между их амплитудами будут одними и теми же независимо от причин, вызвавших появление переменного напряжения на обкладках конденсатора. Поэтому для определения амплитуды тока при собственных колебаниях мы можем воспользоваться тем же соотношением, которым пользовались в § 15, а именно:

$$I_m = \omega C E_m.$$

В этом выражении мы можем заменить E_m через амплитуду напряжения на конденсаторе U_m, так как при питании конденсатора от источника переменной э. д. с. эти

величины всегда равны друг другу. Следовательно, амплитуда тока при собственных колебаниях равна

$$I_m = \omega_0 C U_m,$$

где U_m — начальное напряжение на конденсаторе; C — емкость конденсатора колебательного контура, а ω_0 — угловая частота собственных колебаний в этом контуре.

Все сказанное легко перенести на случай, когда собственные колебания возникают не за счет начального заряда конденсатора, а за счет начального тока в катушке. Так как в этом случае в момент, когда начинаются колебания, напряжение на конденсаторе равно нулю (мы пренебрегаем тем малым падением напряжения на активном сопротивлении катушки, которое создается текущим по ней током i), а ток равен I_m, то началу колебаний соответствует не момент $t=0$, а момент $t=T/4$. После него колебания происходят так же, как и в первом случае. Таким образом, оба случая возбуждения собственных колебаний приводят к различиям только в фазе колебаний.

Рассмотрим еще вопрос о влиянии активного сопротивления контура на собственные колебания в нем. До сих пор мы считали это сопротивление столь малым, что им можно было пренебречь. Но как бы ни было мало активное сопротивление контура, оно вызывает рассеяние энергии в нем. В течение каждого периода колебаний часть начальной энергии, за счет которой происходят собственные колебания, превращается в тепло. И даже если эта доля энергии очень мала, за большое число периодов энергия собственных колебаний в контуре заметно уменьшится, а значит, уменьшится и амплитуда этих колебаний. Такие колебания, амплитуда которых постепенно убывает, называются затухающими колебаниями.

Вследствие неизбежных потерь энергия в колебательных контурах (помимо потерь в активном сопротивлении проводов, имеются еще диэлектрические потери, потери на излучение, на вихревые токи и др.) собственные колебания всегда являются затухающими. Поэтому изображение собственных колебаний в виде синусоид (рис. 88) было не вполне точным. В действительности наибольшие значения напряжения или тока не достигают через период той же самой величины, а оказываются несколько меньшими. Следовательно, собственные колебания должны изображаться синусоидами с постепенно убывающими амплитудами. Если потери энергии в контуре малы, то амплитуда

собственных колебаний за период убывает на малую долю своей величины (рис. 89,*а*). Если же потери энергии в контуре велики, то амплитуда уменьшается значительно (рис. 89,*б*).

Отношение амплитуд двух соседних колебаний может служить характеристикой скорости затухания колебаний. Если брать отношение предыдущей амплитуды к последующей, то оно больше единицы и тем больше, чем быстрее затухают колебания. За меру затухания колебаний принят натуральный логарифм этого отношения. Его называют **логарифмическим декрементом затухания** и обозначают δ.

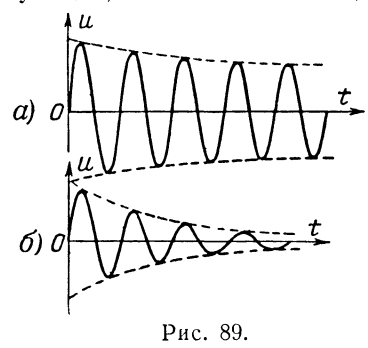


Рис. 89.

Такая величина для характеристики затухания удобна потому, что логарифм отношения двух амплитудных значений пропорционален промежутку времени, которым разделены эти значения. Вследствие этого по логарифмическому декременту затухания колебаний удобно определять убыль амплитуд колебаний за любое время, а не только за период. Например, для того чтобы определить убыль амплитуд за 1 *сек*, достаточно умножить логарифмический декремент затухания на число периодов, содержащихся в 1 *сек*, т. е. на частоту колебаний f_0. Полученная величина и представляет собой логарифмы отношения двух амплитудных значений, разделенных промежутком в 1 *сек*. Эта величина называется показателем затухания колебаний и обозначается α. Как следует из сказанного,

$$\alpha = \delta f_0 \text{ или } \delta = \alpha T_0 \left(\text{так как } T_0 = \frac{1}{f_0}\right).$$

Величина α связана с параметрами колебательного контура простым соотношением:

$$\alpha = \frac{R}{2L},$$

где R — активное сопротивление, а L — индуктивность контура.

Как и разряд конденсатора или исчезновение тока в цепи, обладающей индуктивностью, затухание колебаний в контуре теоретически длится бесконечно долго (так как относительная убыль амплитуд во время процесса одна и та же, то амплитуды колебаний образуют бесконечную геометрическую прогрессию). Но практически колебания можно считать затухшими, если амплитуда колебаний уменьшилась в определенное, достаточно большо число раз. Например, можно условиться считать, что колебания затухли, если амплитуда их уменьшилась в 100 раз, т. е. упала до 0,01 начальной величины.

Потребное для этого время t_1, очевидно, тем больше, чем меньше α. Приблизительно можно считать, что амплитуда уменьшается в 100 раз за время

$$t_1 = \frac{4,6}{\alpha} = \frac{9,2L}{R}.$$

Вместо показателя затухания α часто пользуются постоянной времени контура τ, которая является величиной, обратной α:

$$\tau = \frac{1}{\alpha} = \frac{2L}{R}.$$

Следовательно, $t_1 = 4,6\tau$.

Когда колебания затухают слабо, т. е. отношение двух соседних амплитуд мало отличается от 1, связь между логарифмическим декрементом затухания и отношением двух последующих амплитуд упрощается. В этом случае можно считать, что логарифмический декремент затухания равняется относительной убыли амплитуды за период. Например, если $\delta = 0,01$, то амплитуда колебаний за период убывает на 0,01 своей величины. Так как в радиотехнике обычно приходится встречаться с колебательными контурами, имеющими малый логарифмический декремент затухания δ, то величина δ является очень наглядной характеристикой скорости затухания собственных колебаний.

По мере увеличения δ колебания затухают все быстрее и быстрее. Когда δ, увеличиваясь, достигает некоторого «критического значения», процесс полностью теряет колебательный характер — разряд конденсатора происходит монотонно (апериодически). Таким образом, достаточно большое активное сопротивление контура превращает колебательный контур в апериодический. Независимо от того, имеет ли процесс колебательный или апериодический характер, он приводит к одному и тому же результату —

в системе устанавливается состояние «электрического равновесия». Пока δ не очень велико, процесс установления «электрического равновесия» носит колебательный характер. Когда же δ велико, установление «электрического равновесия» происходит апериодически. При этом, если на конденсаторе был начальный заряд, процесс в контуре соответствует монотонному разряду конденсатора, рассмотренному в § 14, а если был начальный ток в катушке контура, то процесс соответствует монотонному исчезновению тока в цепи катушки индуктивности, рассмотренному в § 18.

Следует отметить, что в технических расчетах с колебательными контурами величинами δ, α и τ обычно не пользуются, хотя они очень удобны при рассмотрении физики процесса затухающих колебаний. В § 25 будут приведены применяемые на практике величины, характеризующие затухание.

24. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Если изменения действующей в цепи э. д. с. имеют колебательный характер (т. е. повторяются или приблизительно повторяются во времени), то напряжения и токи, возникающие в цепи, также имеют колебательный характер. Колебания напряжения и тока, возникающие в цепи под действием переменной э. д. с., называются **вынужденными электрическими колебаниями** в отличие от собственных колебаний, рассмотренных выше. Основные различия между этими двумя типами колебаний таковы:

1. Период у собственных колебаний определяется параметрами колебательного контура, а у вынужденных — периодом действующей э. д. с.

2. Амплитуда и фаза у собственных колебаний определяются начальными условиями (величинами начального заряда конденсатора и начального тока катушки), а у вынужденных — свойствами контура и амплитудой, фазой и **частотой** э. д. с.

Могут быть еще различия в отношении формы тех и других колебаний. Однако в дальнейшем мы будем рассматривать главным образом случаи, когда гармоническая э. д. с. вызывает в колебательном контуре гармонические же вынужденные колебания. И поскольку выше мы ограничились случаем, когда собственные колебания близки к гармоническим, то, следовательно, мы можем считать,

что собственные и вынужденные колебания близки по форме.

Из сказанного вытекают те вопросы, которые необходимо рассмотреть. Надо выяснить, как связаны амплитуда и фаза вынужденных колебаний с амплитудой, фазой и частотой э. д. с. и как они зависят от свойств контура. Для этого рассмотрим цепь, состоящую из соединенных последовательно емкости C, индуктивности L и малого сопротивления R, к концам которой присоединен источник гармонической э. д. с. с амплитудой E_m^* (рис. 90). Если сопротивление R мало, то цепь представляет собой колебательный контур, в который последовательно введена переменная э. д. с.

Так как контур является колебательным, то всякое нарушение «электрического равновесия» вызовет в нем собственные колебания. В частности, само включение источника внешней э. д. с. в колебательный контур представляет собой нарушение его электрического равновесия и вызывает появление в нем собственных колебаний независимо от того, каким способом введена э. д. с., т. е. замыкается ли контур или э. д. с. начинает действовать в контуре, который был замкнут раньше. Характер собственных колебаний, которые возникают в контуре при внезапном включении э. д. с., нам уже известен. Поэтому сначала выясним характер вынужденных колебаний в контуре, а потом уже рассмотрим всю картину в целом, учитывая, что в контуре возникают как собственные, так и вынужденные колебания.

Найдем амплитуду тока, создаваемого внешней э. д. с. в колебательном контуре. Для этого нужно определить, какое сопротивление для переменного тока представляет собой цепь, состоящая из последовательно включенных индуктивности, емкости и сопротивления. Прежде всего посмотрим, как определить общее сопротивление переменному току включенных последовательно емкости и индуктивности. В случае двух включенных последовательно активных сопротивлений R_1 и R_2 (рис. 91) вопрос решается просто. Через оба сопротивления течет один и тот же ток i, и на сопротивлениях получаются соответственно падения напряжения

$$u_1 = R_1 i \quad \text{и} \quad u_2 = R_2 i.$$

Так как ток в активном сопротивлении и напряжение на его концах находятся в фазе, то, значит, и напряжения

u_1 и u_2 находятся в фазе. Следовательно, общее напряжение на концах всей цепи равно

$$u = u_1 + u_2 = (R_1 + R_2)i.$$

Отсюда следует, что общее сопротивление цепи, состоящей из двух последовательно включенных сопротивлений, равно их сумме. Так же мы должны рассуждать и в случае включенных последовательно емкости и индуктивности (рис. 92), учитывая, однако, во-первых, что на емкости возникает падение напряжения, а в индуктивности—э. д. с.

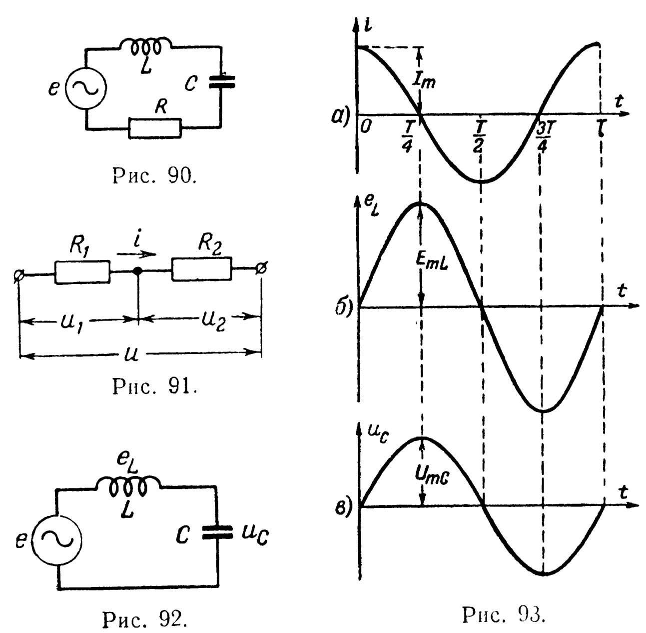


Рис. 90.

Рис. 91.

Рис. 92.

Рис. 93.

самоиндукции, и, во-вторых, что падение напряжения на емкости и э. д. с. самоиндукции в катушке сдвинуты по фазе относительно тока в цепи.

Эти сдвиги фаз были уже приведены на рис. 52 и 71. На рис. 52,*а* и *б* изображены напряжение на конденсаторе u_c и ток в цепи i, а на рис. 71, *б* и *в*—э. д. с. самоиндукции e_L и ток в цепи i. Чтобы построить на одном графике кривые для i, e_L и u_C, нужно учесть, что на рис. 52 и 71 для i взяты противоположные фазы. Изменив на рис. 71 фазы i и e_L на обратные, мы можем нанести на один график i (рис. 93, *а*), e_L (рис. 93, *б*) и u_C (рис. 93, *в*). Как видим,

э. д. с. самоиндукции e_L и напряжение на конденсаторе u_C совпадают по фазе.

По закону Ома в замкнутом контуре сумма падений напряжения равна сумме э. д. с., и поэтому для амплитуд этих величин также должно быть справедливо соотношение

$$E_{mL} + E_m = U_{mC}.$$

Здесь E_{mL} и U_{mC} входят в правую и левую части уравнения с одинаковыми знаками, так как они совпадают по фазе; они входили бы с разными знаками, если бы были противоположны по фазе. Амплитуды E_{mL} и U_{mC} мы можем выразить через амплитуду тока I_m с помощью соотношений, которые были получены выше:

$$E_{mL} = \omega L I_m \text{ и } U_{mC} = \frac{I_m}{\omega C}.$$

Подставив эти выражения в предыдущее, получим:

$$E_m = I_m\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \text{ или } E_m = XI_m,$$

где

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C}.$$

Это последнее выражение представляет собой сопротивление для переменного тока цепи, состоящей из последовательно включенных емкости и индуктивности. Таким образом, при последовательном включении индуктивного и емкостного сопротивлений полное сопротивление цепи равно их разности, а не сумме (как в случае активных сопротивлений). Поэтому говорят, что при последовательном включении емкостное и индуктивное сопротивления в большей или меньшей степени компенсируют друг друга.

Смысл этого состоит в следующем. Электродвижущая сила самоиндукции, возникающая в катушке индуктивности, преодолевает падение напряжения на конденсаторе и тем самым частично выполняет ту роль, которую в отсутствие катушки индуктивности выполняет внешняя э. д. с. Если э. д. с. самоиндукции превышает падение напряжения на конденсаторе, то часть ее преодолевает падение напряжения на конденсаторе и в цепи действует только остаток э. д. с. самоиндукции. Цепь ведет себя так, как

будто она обладает одной соответственно уменьшенной индуктивностью.

Наоборот, если э. д. с. самоиндукции меньше падения напряжения на конденсаторе, то она вся преодолевает часть падения напряжения на конденсаторе и в цепи действует только остаток падения напряжения на конденсаторе. Цепь ведет себя так, как будто она обладает одной соответственно уменьшенной емкостью. Поэтому не только сопротивление цепи равно разности включенных последовательно индуктивного и емкостного сопротивлений, но и характер этого сопротивления определяется тем, какое из двух соединенных последовательно сопротивлений больше. Если больше индуктивное сопротивление, то и сопротивление всей цепи имеет также индуктивный характер, а если больше емкостное сопротивление, то и сопротивление всей цепи имеет емкостный характер.

Так как с увеличением частоты индуктивное сопротивление растет, а емкостное — падает, то в цепи, состоящей из последовательно включенных обоих сопротивлений, на низких частотах преобладает емкостное сопротивление и им определяются характер и величина общего сопротивления цепи. А на высоких частотах преобладает индуктивное сопротивление и им определяются характер и величина общего сопротивления цепи. На частотах, для которых индуктивное и емкостное сопротивления почти не компенсируют друг друга, их общее сопротивление велико, т. е. реактивное сопротивление колебательного контура значительно превышает его активное сопротивление (последнее вообще должно быть малым, чтобы контур был колебательным). Поэтому на частотах, на которых индуктивное и емкостное сопротивления значительно различаются по величине, можно не учитывать активного сопротивления контура и при определении амплитуды и фазы тока в контуре принимать во внимание только его реактивное сопротивление.

Проследим, как зависит общее сопротивление последовательно включенных емкости и индуктивности от частоты тока. Для этого построим графики зависимости индуктивного и емкостного сопротивлений от частоты (рис. 94). Первый график представляет собой наклонную прямую, проходящую через точку O, а второй — кривую (гиперболу), уходящую к очень большим значениям X при $\omega=0$ и падающую до нуля при очень больших значениях ω. Взяв для каждого значения ω абсолютную величину раз-

ности сопротивлений $X_L - X_C$, мы получим кривую, выражающую зависимость абсолютной величины реактивного сопротивления $|X| = |X_L - X_C|$, которая обращается в нуль при некотором значении ω и уходит к бо́льшим значениям в области как больших, так и малых частот. В этих областях мы и можем определять амплитуду тока в контуре по величине общего реактивного сопротивления. А в средней области, где кривая опускается до нуля, значения реактивного сопротивления малы; существенное значение

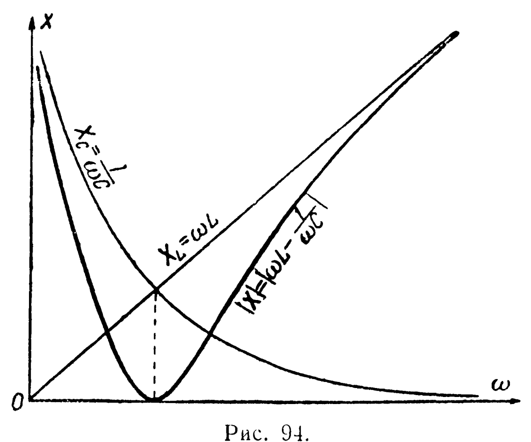


Рис. 94.

имеет величина активного сопротивления контура, и, не принимая во внимание этой величины, нельзя правильно определить амплитуду и фазу тока в контуре.

Не учитывая активного сопротивления контура, мы можем лишь утверждать, что в области самых низких частот амплитуда тока растет с увеличением частоты и ток опережает по фазе внешнюю э. д. с., так как преобладает емкостное сопротивление и общее реактивное сопротивление контура имеет емкостный характер. В области же самых высоких частот амплитуда тока растет с уменьшением частоты и ток отстает по фазе от внешней э. д. с., так как преобладает индуктивное сопротивление и общее реактивное сопротивление контура имеет индуктивный характер.

В области частот, для которых реактивное сопротивление мало, как сказано, необходимо учитывать влияние активного сопротивления контура на амплитуду и фазу тока в контуре. Для этого нужно определить полное сопротивление цепи, состоящей из включенных последова-

тельно индуктивного, емкостного и активного сопротивлений. Но включенные последовательно индуктивность и емкость обладают реактивным сопротивлением, величину и характер которого (индуктивный или емкостный) мы умеем определять. Следовательно, задача сводится к определению полного сопротивления цепи, состоящей из последовательно включенных активного и реактивного сопротивлений.

Особенность этой задачи состоит в том, что падение напряжения на активном сопротивлении и падение напряжения на реактивном сопротивлении в зависимости от характера сопротивления сдвинуты по фазе на $\pm \frac{\pi}{2}$. В этом легко убедиться из рассмотрения рис. 93, принимая во внимание, что падение напряжения на активном сопротивлении совпадает по фазе с током, текущим через это сопротивление. Этот сдвиг фаз на $\frac{\pi}{2}$ приводит к тому, что падения напряжения на активном и реактивном сопротивлениях не просто складываются, а комбинируются более сложным образом.

Положим сначала, что емкостное сопротивление больше индуктивного и полное реактивное сопротивление контура имеет емкостный характер Тогда амплитуда полного падения напряжения в цепи U_m оказывается не равной сумме амплитуд падений напряжения U_{ma} на активном и U_{mp} на реактивном сопротивлениях, а выражается так:

$$U_m = \sqrt{U_{ma}^2 + U_{mp}^2}.$$

Если же индуктивное сопротивление больше емкостного и полное реактивное сопротивление контура имеет индуктивный характер, то вместо падения напряжения U_{mp} следовало бы в предыдущем выражении писать э. д. с. самоиндукции E_{mL}. При данной абсолютной величине реактивного сопротивления U_{mp} и E_{mL} равны по величине, но противоположны по знаку. Однако так как они входят в выражение для U_m в квадрате, то различие в их знаках не влияет на величину U_m.

В соответствии с этим полное сопротивление Z цепи, состоящей из включенных последовательно сопротивлений:

активного R и реактивного $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$, выражается так:

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}.$$

В полном сопротивлении Z есть характерные черты и активного и реактивного сопротивлений. Так как контур обладает активным сопротивлением R, то в нем происходят потери энергии. Следовательно, контур все время потребляет мощность из источника э. д. с. Но поскольку контур обладает реактивным сопротивлением, то между э. д. с. и током должен существовать сдвиг фаз, так как существует сдвиг фаз между полным падением напряжения U и падением напряжения на активном сопротивлении U_a. Поэтому не все время мощность передается от источника э. д. с. к колебательному контуру (есть части периода, когда ток направлен навстречу э. д. с.).

Следовательно, часть мощности, потребляемой контуром от источника, возвращается источнику, а остальная часть рассеивается в контуре. В соответствии с этим мощность, поступающую из источника э. д. с. в контур, делят на реактивную, которой обмениваются источник и контур, и активную — потребляемую контуром. Чем больше сдвиг фаз между током в контуре и э. д. с., тем больше реактивная мощность по сравнению с активной. Поскольку полное сопротивление цепи обладает чертами активного и реактивного сопротивлений, то его часто называют комплексным сопротивлением (иногда применяется также термин «импеданс», принятый в иностранной литературе).

Зная, как выражается полное сопротивление колебательного контура, мы можем найти амплитуду тока в контуре не только для областей самых высоких и самых низких частот, но и для средней области, в которой реактивное сопротивление контура уже невелико. Именно в этой области наблюдается своеобразное и важное с точки зрения практических применений явление резонанса.

25. РЕЗОНАНС

Для того чтобы проследить зависимость амплитуды тока в контуре от частоты в области, где реактивное сопротивление контура мало, построим график зависимости полного сопротивления контура от частоты. Чтобы не строить заново всей зависимости, можно воспользоваться уже го-

товым графиком зависимости $|X|$ от частоты (рис 94) Так как

$$Z=\sqrt{R^2+X^2},$$

то для получения Z нужно значения X, взятые из этого графика, возводить в квадрат, прибавлять к ним постоянную для данного контура величину R^2, а затем извлекать

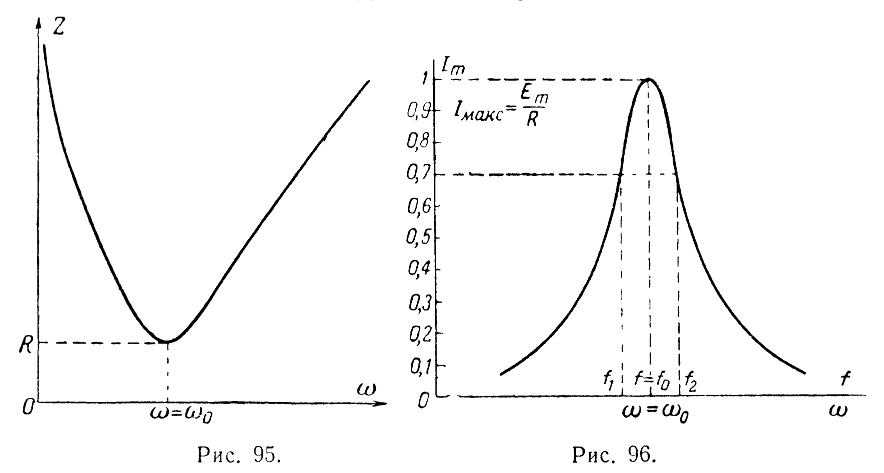


Рис. 95.

Рис. 96.

из суммы квадратный корень. В результате мы получим кривую, изображенную на рис. 95.

Величина Z принимает минимальное значение, равное R, при том значении ω, для которого $X=0$. В обе стороны от этого значения Z возрастает. Так как амплитуда тока

$$I_m=\frac{E_m}{Z}=\frac{E_m}{\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2}},$$

то зависимость I_m от ω обратна зависимости Z от ω. Следовательно, при значении ω, для которого $X=0$, ток I_m имеет наибольшее значение:

$$I_{макс}=\frac{E_m}{R},$$

а в обе стороны от этого значения I_m убывает, спадая до нуля при самых низких и самых высоких частотах (рис. 96). Если медленно изменять частоту э. д. с., дей-

ствующей в контуре, то в некоторой сравнительно узкой области частот обнаруживается сильное возрастание амплитуды вынужденных колебаний. Частота, около которой наблюдается это возрастание амплитуд, определяется из условия, что

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = 0, \text{ т. е. } \omega^2 = \frac{1}{LC}.$$

Полученное выражение совпадает с встречавшимся выше (см. § 21) выражением для угловой частоты собственных колебаний $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$. Следовательно, сильное возрастание амплитуды вынужденных колебаний наблюдается тогда, когда угловая частота внешней э. д. с. ω близка к угловой частоте ω_0 собственных колебаний в контуре. Можно сказать иначе: из всех внешних гармонических э. д. с. колебательный контур сильнее всего отзывается на ту э. д. с., частота которой близка к частоте собственных колебаний контура. Это явление и называется резонансом.

Сближение частот внешней э. д. с. и собственных колебаний в контуре может быть достигнуто двумя путями: либо изменением частоты внешней э. д. с., либо изменением частоты собственных колебаний контура, для чего, как мы знаем, нужно изменять величину емкости или индуктивности колебательного контура. Явление резонанса в обоих случаях протекает принципиально одинаково.

Так как получаемая при $\omega = \omega_0$ наибольшая амплитуда тока равна

$$I_{макс} = \frac{E_m}{R},$$

то она тем больше, чем меньше активное сопротивление колебательного контура. Поэтому явление резонанса выступает тем резче, чем меньше активное сопротивление колебательного контура. Посмотрим, как сказывается уменьшение активного сопротивления колебательного контура на форме кривых, выражающих зависимость амплитуды тока от частоты. Эти кривые, одна из которых изображена на рис. 96, называются «кривыми резонанса». При уменьшении R высота максимума кривой возрастает во столько раз, во сколько раз уменьшается R. Во всех других точках кривой (при всех других частотах) уменьшение R также уменьшает Z, отчего I_m возрастает. Но это сказывается тем меньше, чем больше X, т. е. чем дальше ω от ω_0.

Следовательно, при уменьшении R все точки резонансной кривой поднимаются, однако тем меньше, чем дальше от максимума лежит точка кривой. В результате этого по мере уменьшения R кривые резонанса становятся все острее и острее. На рис. 97 приведены три резонансные кривые для колебательных контуров, различающиеся только величиной активного сопротивления. Чем меньше активное сопротивление, тем выше лежит максимум и тем острее кривая.

Остроту резонансных кривых можно характеризовать их шириной, измеренной на некоторой определенной вы-

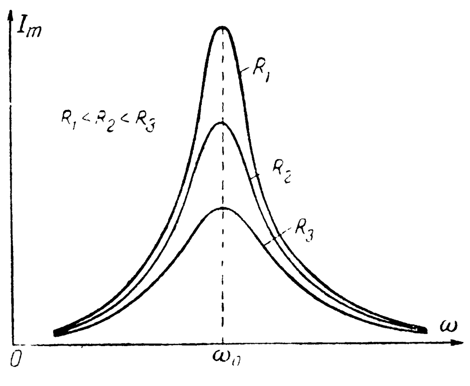


Рис. 97.

соте. Чаще всего выбирают высоту, на которой амплитуда составляет 0,7 максимальной. Эта высота выбрана так потому, что когда амплитуда тока составляет 0,7 максимальной, то мощность вынужденных колебаний, которая пропорциональна квадрату амплитуды тока, составляет 0,5 максимальной. Выбранную так ширину резонансной кривой, т. е. $\Delta f = f_2 - f_1$ (рис. 96), называют «шириной по половине мощности». Связь ширины резонансной кривой с характеристиками колебательного контура будет рассмотрена далее.

Рассмотрим теперь зависимость сдвига фаз между током в контуре и внешней э. д. с. от частоты внешней э. д. с. Мы уже знаем, каков этот сдвиг фаз вдали от резонанса: в области самых низких частот ток опережает э. д. с. по фазе на $\frac{\pi}{2}$, т. е. сдвиг фаз $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, а в области самых высоких частот ток отстает по фазе от э. д. с. на $\frac{\pi}{2}$, т. е.

сдвиг фаз $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Сейчас мы можем еще утверждать, что при резонансе, когда $X = 0$, полное сопротивление является чисто активным и, следовательно, сдвиг фаз $\varphi = 0$. Учитывая еще, что в далеких от резонанса областях, где реактивное сопротивление велико, сдвиг фаз мало зависит от частоты (он близок соответственно к $+\frac{\pi}{2}$ или $-\frac{\pi}{2}$), мы можем примерно представить себе вид кривой, выражающей зависимость сдвига фаз φ от частоты ω.

Три такие кривые построены на рис. 98; их иногда называют „фазными кривыми резонанса". Эти кривые соот-

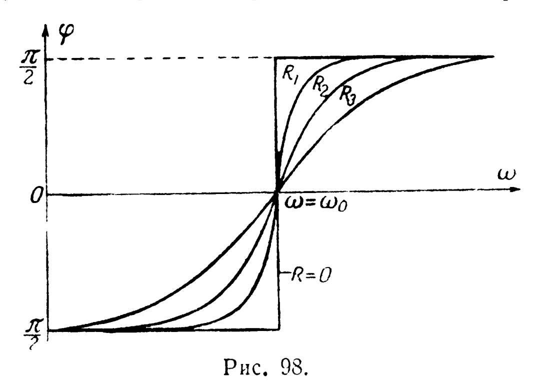


Рис. 98.

ветствуют трем разным значениям активного сопротивления контура $R_1 < R_2 < R_3$. Нетрудно понять, почему именно так влияет активное сопротивление на форму фазных резонансных кривых. Если $R = 0$, то сдвиг фаз φ в точке, где $X = 0$, меняется скачком: по одну сторону от этой точки $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, по другую $\varphi = +\frac{\pi}{2}$. Отсюда ясно, что чем меньше R, тем резче должен меняться сдвиг фаз в области резонанса и тем круче в этой области проходит кривая.

Мы рассматривали до сих пор амплитуду тока, создаваемого внешней э. д. с., и проследили зависимость этой амплитуды от частоты. Но при вынужденных колебаниях, помимо тока в колебательном контуре, возникают еще падение напряжения на конденсаторе, э. д. с. самоиндукции в катушке и падение напряжения на активном сопротивлении. Во многих случаях важно знать, как меняются с частотой амплитуда и фаза всех трех указанных величин. Зна-

чения этих амплитуд мы найдем, умножив амплитуду тока на величину соответствующего сопротивления. Соотношения между фазами этих величин определяются на основании других соображений.

Начнем с падения напряжения на активном сопротивлении U_a. Амплитуда этого падения напряжения $U_{ma} = RI_m$ зависит от ω так же, как I_m. При $\omega = \omega_0$, когда $X = 0$, т. е. при резонансе, вся внешняя э. д. с. преодолевает падение напряжения в активном сопротивлении. Этот результат станет вполне понятным, если мы обратим внимание на то, что поскольку $\omega = \omega_0$ индуктивное и емкостное сопротивления равны, э. д. с. самоиндукции равна падению напряжения на конденсаторе. Следовательно, э. д. с. самоиндукции как раз преодолевает падение напряжения на конденсаторе, а внешней э. д. с. остается преодолеть только падение напряжения на активном сопротивлении. При этом, очевидно, фаза падения напряжения U_a совпадает с фазой внешней э. д. с.

Перейдем теперь к падению напряжения на конденсаторе. Амплитуда его равна

$$U_{mC} = \frac{I_m}{\omega C} = \frac{E_m}{\omega C Z} = \frac{E_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

На самых низких частотах емкостное сопротивление преобладает над другими (индуктивным и активным), и поэтому можно приближенно положить $Z \approx \frac{1}{\omega C}$. Тогда $U_{mC} \approx E_m$, т. е. почти вся внешняя э. д. с. преодолевает падение напряжения на конденсаторе. При этом так как падение напряжения на конденсаторе и внешняя э. д. с. в каждый момент должны быть равны, то они, очевидно, совпадают по фазе. А поскольку фазы падения напряжения на конденсаторе и э. д. с. катушки всегда совпадают, то э. д. с. катушки при самых низких частотах также совпадают по фазе с внешней э. д. с.

$$\text{При } X = 0 \text{ и } Z = R \quad U_{mC} = \frac{E_m}{\omega C R} = E_m \frac{X_C}{R},$$

т. е. при резонансе амплитуда падения напряжения на конденсаторе во столько раз больше внешней э. д. с., во сколько раз емкостное сопротивление контура больше его активного сопротивления.

На самых высоких частотах индуктивное сопротивление преобладает над емкостным и активным, и можно приближенно положить $Z \approx \omega L$. Тогда

$$U_{mC} \approx \frac{E_m}{\omega^2 LC} = \frac{E_m \omega_0^2}{\omega^2} \left(\text{так как } \omega_0^2 = \frac{1}{LC}\right).$$

Таким образом, в области высоких частот с ростом ω величина U_{mC} уменьшается пропорционально $\frac{1}{\omega^2}$, и можно считать, что достаточно далеко от резонанса $U_{mC} \approx 0$. На

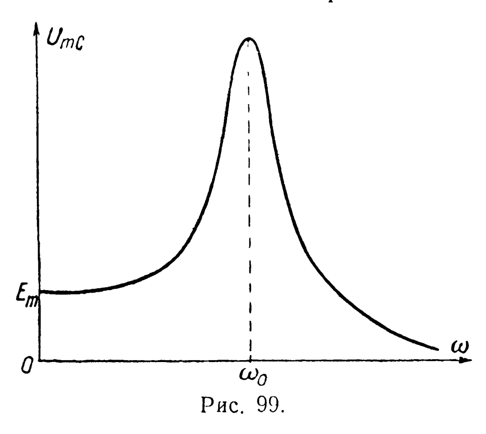


Рис. 99.

основании полученных результатов может быть построена графически зависимость U_{mC} от ω, т. е. кривая резонанса для напряжения на конденсаторе (рис. 99). Ее особенность состоит в том, что в сторону малых частот кривая опускается не до нуля, а только до значения E_m.

Наконец, рассмотрим зависимость э. д. с. самоиндукции катушки от частоты. Амплитуда этой э. д. с. равна

$$E_{mL} = \omega L I_m = \omega L \frac{E_m}{Z}.$$

На самых низких частотах, когда приближенно $Z \approx \frac{1}{\omega C}$, получаем:

$$E_{mL} = \omega^2 LC E_m = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} E_m,$$

т. е. в области низких частот с уменьшением ω величина

E_{mL} уменьшается пропорционально ω^2, и можно считать, что достаточно далеко от резонанса $E_{mL} \approx 0$.

При резонансе $X = 0$; $Z = R$ и

$$E_{mL} = \frac{\omega L}{R} E_m = \frac{X_L}{R} E_m,$$

т. е. амплитуда э. д. с. самоиндукции катушки во столько раз больше амплитуды внешней э. д. с., во сколько раз индуктивное сопротивление контура больше его активного сопротивления.

На самых высоких частотах, когда приближенно $Z \approx \omega L$, получаем: $E_{mL} \approx E_m$, т. е. внешняя э. д. с. почти целиком преодолевает только э. д. с. самоиндукции. При этом э. д. с.

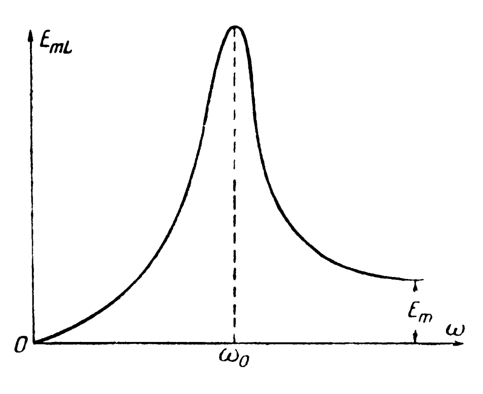


Рис. 100.

самоиндукции противоположна по фазе внешней э. д. с., так как их сумма равна нулю. Поскольку фазы э. д. с. катушки и падения напряжения на конденсаторе всегда совпадают, то последнее при самых высоких частотах противоположно по фазе внешней э. д. с.

Зависимость E_{mL} от ω, т. е. кривая резонанса для э. д. с. самоиндукции, изображена на рис. 100. Ее особенность состоит в том, что в сторону высоких частот кривая опускается не до нуля, а только до значения E_m. Сопоставляя выражения для амплитуд U_{mC} и E_{mL} при резонансе, нетрудно убедиться, что они равны, о чем уже

было указано выше. В самом деле, так как при $\omega = \omega_0$ индуктивное и емкостное сопротивления контура равны, то

$$\frac{\omega L}{R} = \frac{1}{\omega CR} = Q$$

и, следовательно, при $\omega = \omega_0$ получаем: $U_{mC} = E_{mL}$.

Написанное выше отношение емкостного сопротивления к активному при резонансе или равное ему отношение индуктивного сопротивления к активному при резонансе, обозначенное через Q, называется добротностью контура. Добротность контура Q указывает, во сколько раз амплитуда напряжения на конденсаторе или амплитуда э. д. с. самоиндукции катушки при резонансе больше, чем амплитуда внешней э. д. с. Характеризуя резонансные свойства контура, добротность тем самым определяет ширину резонансной кривой. Величина, обратная добротности, т. е.

$$d = \frac{1}{Q} = \frac{R}{\omega L},$$

называется затуханием контура[1].

Как ясно из изложенного выше, между величиной затухания собственных колебаний и резонансными свойствами контура существует самая тесная связь. Здесь эта связь получает простое математическое выражение. Добротность контура, характеризующая его резонансные свойства, и затухание контура, характеризующее скорость затухания собственных колебаний в контуре, являются обратными величинами. Вследствие этого резонансные свойства контура можно определять как через добротность контура Q, так и через затухание контура d.

В частности, Q и d связаны простыми соотношениями с шириной кривой резонанса:

$$d = \frac{1}{Q} = \frac{\Delta f}{f_0},$$

где Δf — ширина резонансной кривой по половине мощности, а f_0 — резонансная частота контура, т. е. $\frac{\Delta f}{f_0}$ есть

[1] Затухание контура не следует смешивать с введенной ранее величиной логарифмического декремента затухания δ. Величины δ и d различаются в несколько раз. Пока затухание мало, приближенно можно считать, что $\delta = \pi d$.

относительная ширина резонансной кривой по половине мощности.

Рассмотрим теперь явление резонанса с энергетической точки зрения. Так же как и в случае собственных колебаний, при вынужденных колебаниях происходят превращения энергии электрического поля в энергию магнитного поля и обратно. Вследствие наличия в колебательном контуре активного сопротивления за каждый период вынужденных колебаний определенная доля энергии этих колебаний рассеивается в виде тепла. В случае собственных колебаний эта убыль энергии приводит к затуханию колебаний. А в случае вынужденных колебаний амплитуда колебаний остается постоянной. Это значит, что убыль энергии в контуре как раз компенсируется той энергией, которая поступает в контур из источника э. д. с.

Так как в данном контуре за каждый период рассеивается определенная доля энергии колебаний, то чем больше энергия (а, значит, и амплитуда) колебаний, тем больше энергии должно поступать за период в колебательный контур из источника э. д. с., чтобы в контуре существовали вынужденные колебания. Следовательно, наибольшая амплитуда вынужденных колебаний установится в колебательном контуре тогда, когда будет обеспечено поступление наибольшей мощности из источника э. д. с. в контур. Но условия поступления энергии из источника э. д. с. в контур зависят от сдвига фаз между э. д. с. и током в контуре. Чем меньше угол сдвига фаз, тем больше та часть периода, в течение которой энергия поступает из источника э. д. с. в колебательный контур, и тем меньше та часть периода, в течение которой энергия возвращается из контура в источник. Случай, когда сдвиг фаз равен нулю, является в этом отношении наиболее благоприятным. Как мы видели, именно при $\omega=\omega_0$ (т. е. при резонансе) сдвиг фаз между э. д. с. и током в контуре обращается в нуль.

Таким образом, с энергетической точки зрения увеличение амплитуды вынужденных колебаний при резонансе объясняется наступлением наиболее благоприятных условий перекачки энергии из источника э. д. с. в колебательный контур. И чем резче возрастает сдвиг фаз при удалении от резонанса, тем резче ухудшаются при этом условия перекачки энергии. А так как фазная кривая резонанса идет в области резонанса тем круче, чем меньше затухание контура, то становится понятным, почему с уменьшением затухания острота кривых резонанса возрастает.

26. ПРОЦЕССЫ УСТАНОВЛЕНИЯ В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

Выше мы рассмотрели вынужденные колебания, которые возникают в колебательном контуре под действием гармонической э. д. с. Были определены амплитуды и фазы тока в контуре, напряжения на конденсаторе и э. д. с. самоиндукции катушки, создаваемые постоянно действующей гармонической э. д. с. Однако практически мы никогда не имеем дела с таким случаем. Источник изменяющейся по гармоническому закону э. д. с. никогда не действует «вечно» —он когда-то включается (начинает действовать) и когда-то выключается (перестает действовать). В момент включения источника э. д. с., как уже отмечалось, а также в момент его выключения в колебательном контуре неизбежно возникают собственные колебания, которые накладываются на вынужденные, и картина становится более сложной.

Прежде чем перейти к изучению этой картины, отметим, что собственные колебания всегда являются затухающими. Поэтому по прошествии некоторого времени после включения источника э. д. с. собственные колебания затухнут и в контуре останутся одни вынужденные колебания, а через некоторое время после выключения источника э. д. с. в контуре не останется вообще никаких колебаний. Для того чтобы рассмотреть процессы установления и исчезновения вынужденных колебаний в контуре, как раз и нужно учесть те собственные колебания, которые возникают в колебательном контуре при включении и выключении источника внешней э. д. с. Начнем с первой задачи.

Для упрощения положим сначала, что угловая частота внешней э. д. с. ω точно совпадает с угловой частотой собственных колебаний в контуре ω_0. В момент включения всякие колебания в контуре отсутствуют. Ток в контуре и напряжение на конденсаторе в этот момент равны нулю. Но если контур обладает индуктивностью, то ни ток в контуре, ни напряжение на конденсаторе не могут измениться скачком. Последнее невозможно, так как тогда бы мгновенно изменился заряд на конденсаторе, для чего в цепи должен был бы мгновенно возникнуть очень сильный ток. Значит, и сразу после включения источника внешней э. д. с. ток в контуре и напряжение на конденсаторе должны быть равны нулю. Но сразу после включения источника э. д. с. уже должны существовать те вынужденные колебания, которые он создает.

Отсюда нужно сделать вывод, что в момент включения э. д. с. возникают как раз такие собственные колебания, которые, складываясь с вынужденными, вместе дают и ток в контуре и напряжение на конденсаторе, равные нулю. Для этого амплитуда вынужденных и собственных колебаний в момент включения должны быть равны, а их фазы противоположны. Но далее вследствие затухания собственных колебаний амплитуда их становится все меньшей по сравнению с амплитудой вынужденных колебаний, которая остается постоянной. Поэтому амплитуда результирующих колебаний, равная разности амплитуд вынужденных и собственных колебаний (так как фазы их противоположны), по-

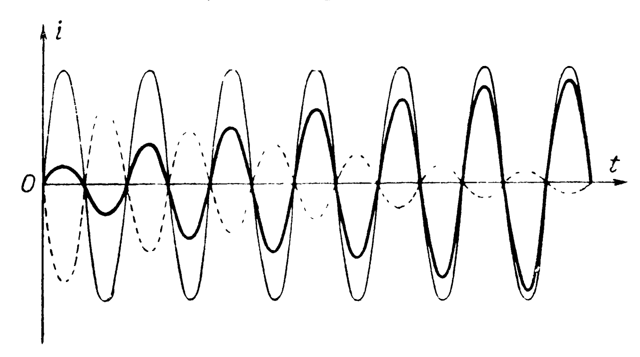


Рис. 101.

степенно возрастает и приближается к амплитуде вынужденных колебаний. Когда собственные колебания совсем затухают, то в контуре остаются одни вынужденные колебания. Вся эта картина показана на рис. 101, где тонкой линией изображены вынужденные колебания, пунктирной — собственные, а жирной — результирующие. Для определенности на рис. 101 кривые изображены для тока, но все предыдущие рассуждения в одинаковой мере применимы для напряжения на конденсаторе и э. д. с. самоиндукции катушки.

Процесс установления вынужденных колебаний можно считать законченным тогда, когда заканчивается процесс затухания собственных колебаний в контуре. Следовательно, амплитуда колебаний в контуре устанавливается практически за время 4,6 τ или $9{,}2\frac{L}{R}$ (см. § 23). При этом в рассмотренном нами случае амплитуда тока возрастает монотонно от нуля до значения, которое имеет амплитуда установившихся колебаний.

Такой монотонный рост получается при условии, что частота внешней э. д. с. точно совпадает с частотой собственных колебаний контура. Если это условие не выполнено, то процесс установления вынужденных колебаний выглядит несколько иначе. По-прежнему сразу после включения э. д. с. собственные и вынужденные колебания равны по амплитуде и противоположны по фазе. Но вследствие того, что угловые частоты этих колебаний (ω и ω_0) несколько различны, сдвиг фаз между ними не остается постоянным, а постепенно изменяется. В результате сложения двух гармонических колебаний с разными частотами, т. е. с меняющимся все время сдвигом фаз, возникают так называемые **биения**. Чтобы познакомиться с этим явлением, рассмотрим, как складываются два незатухающих колебания с разными угловыми частотами ω и ω_0 и разными амплитудами A_1 и A_2. Начальные фазы обоих колебаний не играют роли, и мы их будем считать равными нулю. Закон изменения со временем сдвига фаз между двумя колебаниями мы получим, вычтя из фазы первого колебания ωt фазу второго колебания $\omega_0 t$. Следовательно, разность фаз меняется со временем так:

$$\varphi = (\omega - \omega_0)t.$$

В те моменты, когда $\varphi = 0, 2\pi, 4\pi, \ldots$ (вообще составляет четное число π), оба колебания находятся в фазе и амплитуда результирующего колебания равна сумме амплитуд обоих складываемых колебаний, т. е. достигает наибольшего значения. А в те моменты, когда $\varphi = \pi, 3\pi, \ldots$ (вообще составляет нечетное число π), оба колебания находятся в противофазе и амплитуда результирующего колебания равна разности амплитуд складываемых колебаний, т. е. достигает наименьшего значения. Так как φ, изменяясь со временем, периодически проходит через все целые значения π, то амплитуда результирующего колебания периодически меняется от наибольшей величины, равной сумме амплитуд складываемых колебаний A_1 и A_2, до наименьшей, равной разности этих амплитуд (рис. 102). Такие колебания с периодически меняющейся амплитудой, получившиеся в результате сложения двух гармонических колебаний с разными частотами, и называются биениями.

Период биений, т. е. промежуток времени T, в течение которого амплитуда колебаний возвращается к исходному значению, например промежуток времени между двумя соседними наибольшими или наименьшими значениями ам-

плитуд (рис. 102), можно определить из следующих соображений. За время, прошедшее от одного наибольшего значения амплитуды до следующего, разность фаз φ должна измениться на 2π. Следовательно, должно быть $(\omega-\omega_0)T=2\pi$ или

$$T=\frac{2\pi}{\omega-\omega_0}=\frac{2\pi}{2\pi(f-f_0)}=\frac{1}{f-f_0},$$

и тогда частота биений

$$F=\frac{1}{T}=f-f_0.$$

Это простое соотношение — частота биений равна разности частот складываемых колебаний — показывает, что биения происходят тем медленнее, чем меньше различаются частоты складываемых колебаний.

Биения, аналогичные только что рассмотренным, возникают после включения источника э. д. с. между вынужденными и собственными колебаниями в контуре, если частоты

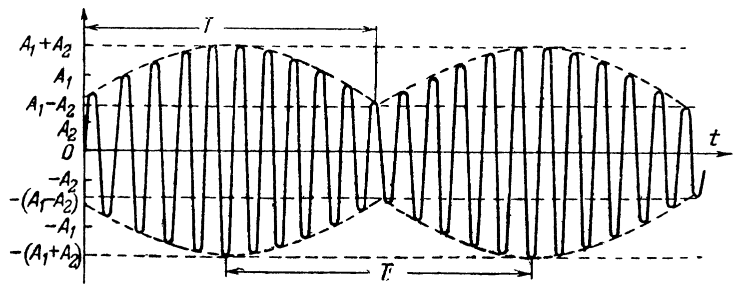


Рис. 102.

этих колебаний не совпадают. Отличие от рассмотренных биений заключается, однако, в том, что в момент включения амплитуды обоих колебаний равны, но амплитуда собственных колебаний не остается постоянной, а постепенно убывает. Вследствие этого наибольшее значение амплитуды результирующего колебания, равное сумме амплитуд складываемых колебаний, постепенно уменьшается, а наименьшее значение амплитуды результирующего колебания, равное разности амплитуд складываемых колебаний, постепенно увеличивается. Поэтому «глубина» биений постепенно уменьшается, а когда собственные колебания практически затухнут, то биения вообще исчезнут и в контуре установятся колебания с постоянной амплитудой (рис. 103).

Как видно, в начале процесса установления вынужденных колебаний амплитуда колебания в контуре достигает почти в 2 раза большего значения, чем амплитуда вынужденных колебаний. Этот эффект тем более заметен, чем меньше затухание контура, так как при большом затухании контура амплитуда собственных колебаний уже за полпериода биений значительно убывает. Время установления вынужденных колебаний и в этом случае определяется временем затухания собственных колебаний, т. е. примерно равно $4{,}6\tau$ или $9{,}2\,\frac{L}{R}$.

Проследим за процессом установления вынужденных колебаний с энергетической точки зрения (только для про-

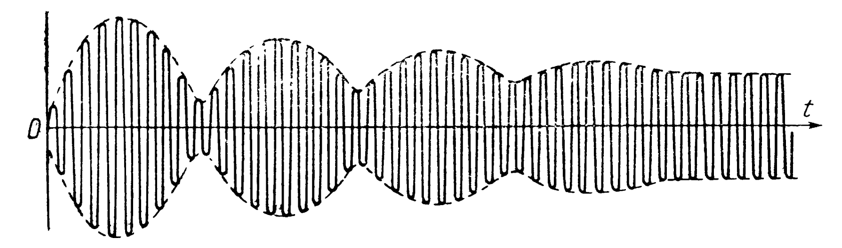


Рис. 103.

стейшего случая, когда $\omega=\omega_0$ и биений не возникает). Энергия, поступающая из источника э. д. с. в колебательный контур, постепенно увеличивает энергию колебаний в контуре («раскачивает» контур), вследствие чего амплитуда колебаний в контуре возрастает. При этом количество энергии, рассеиваемой в контуре в виде тепла, растет быстрее, чем количество энергии, поступающей из источника. Поэтому избыток энергии источника э. д. с. над энергией, рассеивающейся в контуре, становится все меньшим. В результате этого скорость нарастания колебаний замедляется. Когда энергия, рассеивающаяся в контуре, станет равной энергии, поступающей из источника э. д. с., рост колебаний прекратится и в контуре установятся колебания с постоянной амплитудой.

Чем меньше затухание контура, тем больше амплитуда вынужденных колебаний в контуре и энергия этих колебаний, т. е. энергия, накопившаяся в контуре. Но тогда тем больше периодов требуется, чтобы источник э. д. с. отдал контуру всю ту энергию, которая должна накопиться в контуре при установлении вынужденных колебаний. Следо-

вательно, чем меньше затухание контура, тем больше время установления — тем дольше раскачиваются колебания в контуре.

Переходим к рассмотрению процессов, происходящих при выключении источника внешней э. д. с. В тот момент, когда прекращается действие внешней э. д. с., в контуре должны исчезнуть и вынужденные колебания. Так как до этого момента колебания в контуре происходили, то в момент выключения источника внешней э. д. с. в контуре существуют некоторый ток и напряжение на конденсаторе. В зависимости от фазы вынужденных колебаний в момент выключения может быть, что либо ток в контуре равен нулю, либо напряжение на конденсаторе равно нулю, но не может случиться, чтобы одновременно были равны нулю и ток в контуре и заряд на конденсаторе. За счет существования в момент выключения тока или заряда конденсатора (или и того и другого вместе), играющих роль начального заряда и начального тока, в контуре возникнут затухающие собственные колебания.

По тем же причинам, что и в случае включения источника э. д. с., величины тока в контуре и заряда конденсатора при выключении не могут измениться мгновенно. Следовательно, амплитуда возникающих при выключении источника э. д. с. собственных колебаний должна быть равна амплитуде вынужденных колебаний, существовавших до выключения. Частота же возникших собственных колебаний, как всегда для таких колебаний, определяется формулой Томсона. Поэтому при выключении источника э. д. с. в характере колебаний происходят, вообще говоря, два изменения: колебания становятся затухающими и изменяется их частота. Однако в случае точного резонанса ($\omega = \omega_0$) частота возникших собственных колебаний совпадает с частотой существовавших ранее вынужденных колебаний и при выключении источника э. д. с. происходит только одно изменение: колебания из незатухающих превращаются в затухающие (рис. 104).

После того как собственные колебания затухнут, все явления, вызванные в колебательном контуре действием внешней э. д. с., закончатся. Как мы знаем, время, нужное для нарастания вынужденных колебаний, определяется временем, в течение которого затухают собственные колебания в контуре. Значит, время, необходимое для нарастания и прекращения колебаний в контуре, одинаково. Оно называется временем установления для данного контура. Выше

уже указывалось, что время установления можно определить по величинам индуктивности и активного сопротивления колебательного контура. Приближенно это время равно

$$\tau_{уст} = \frac{9{,}2L}{R} = 4{,}6\tau,$$

где τ — постоянная времени контура.

Продолжительность процесса установления в контуре иногда бывает удобно выражать не в секундах, а числом колебаний, которые должны произойти, чтобы амплитуда

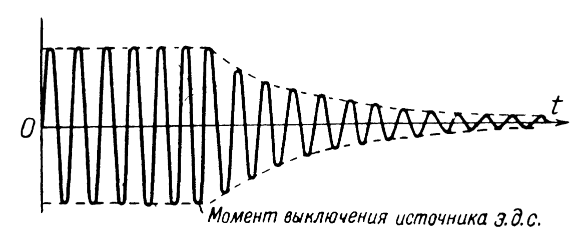


Рис. 104.

их успела установиться или затухнуть. Это число мы найдем, разделив все время установления на величину периода колебаний T (или, что то же самое, умножив его на частоту колебаний f). Следовательно, число колебаний, которое успевает произойти за время установления, равно

$$n_{уст} = \frac{\tau_{уст}}{T} = \tau_{уст} f = \frac{9{,}2fL}{R}.$$

Так как $\omega = 2\pi f \approx 6{,}3\ f$, то мы можем приближенно считать, что

$$n_{уст} \approx 1{,}5\frac{\omega L}{R}.$$

Но отношение индуктивного сопротивления ωL к активному R есть добротность контура Q, и тогда

$$n_{уст} \approx 1{,}5Q.$$

Таким образом, добротность контура прямо указывает число колебаний, по прошествии которых процесс установления в контуре можно считать законченным. В хороших колебательных контурах, добротность которых достигает нескольких сотен, должно произойти несколько сотен коле-

баний, пока они успеют нарасти до установившегося значения или затухнуть.

Оба процесса — возникновение и исчезновение вынужденных колебаний в результате включения и выключения источника внешней э. д. с. — можно рассматривать независимо друг от друга (как мы это делали выше) только в том случае, если один успевает закончиться до того, как начался другой. Например, если источник внешней э. д. с периодически включается и выключается с периодом T

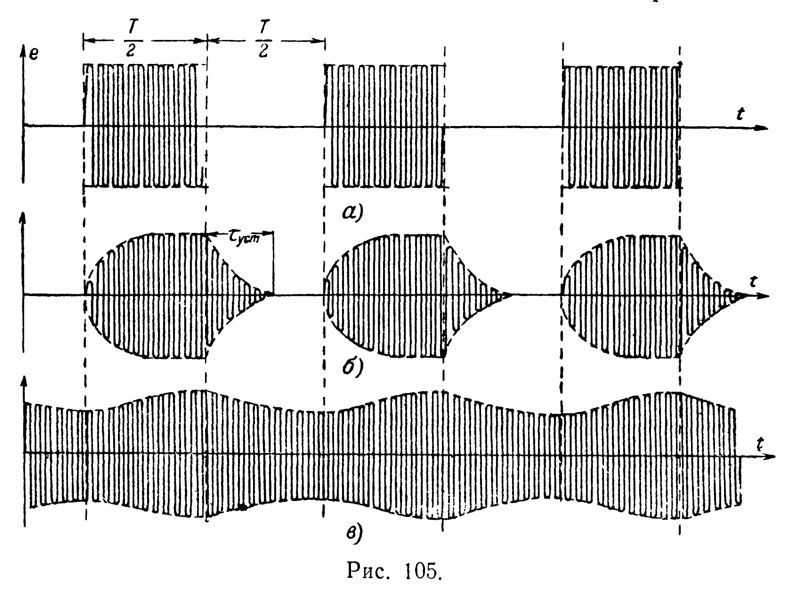


Рис. 105.

(рис. 105,a) и если промежуток времени $\frac{T}{2}$ между включением и выключением значительно больше времени установления контура $\tau_{уст}$, то каждый процесс установления успевает закончиться до начала другого. Поэтому процессы происходят так, как рассмотрено выше, т. е. амплитуда колебания в контуре изменяется так, как указано на рис. 105,$б$.

Если же $\frac{T}{2}$ меньше $\tau_{уст}$, то после включения источника э. д. с. колебания в контуре не успеют полностью установиться до выключения источника, а после выключения они не успеют полностью затухнуть до следующего включения. В этом случае после следующего включения нарастание колебаний начнется с некоторого отличного от

нуля значения (рис. 105,*в*). И если $\frac{T}{2}$ гораздо меньше $\tau_{уст}$, то колебания в контуре не успевают ни заметно возрасти, пока э. д. с. действует, ни заметно затухнуть, пока э. д. с. не действует.

Иначе говоря, при $\frac{T}{2} \ll \tau_{уст}$ процесс установления и установившиеся колебания в контуре происходят почти так же, как в случае постоянно действующей э. д. с., т. е. амплитуда установившихся колебаний почти постоянна, несмотря на то, что амплитуда внешней э. д. с. периодически изменяется в пределах от 0 до E_m. Таким образом, изменения амплитуды действующей на колебательный контур э. д. с. тем меньше сказываются на амплитуде вынужденных колебаний в контуре, чем меньше период изменений амплитуды э. д. с. по сравнению со временем установления контура.

27. ДЕЙСТВИЕ НЕСИНУСОИДАЛЬНОЙ Э. Д. С. НА КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР

Все предшествующее рассмотрение относилось к действию на колебательный контур гармонической (синусоидальной) э. д. с. Однако на практике очень часто э. д. с. имеет форму, отличную от синусоидальной. Поэтому необходимо знать, как действуют те или иные несинусоидальные э. д. с. на электрические цепи и, в частности, на простейший колебательный контур. Как мы увидим, эффект, создаваемый несинусоидальной э. д. с. в электрических цепях, существенно зависит от формы э. д. с. А так как на практике приходится встречаться с весьма разнообразными формами э. д. с. и важно охватить все эти случаи, то возникает необходимость в таком методе исследования действия несинусоидальной э. д. с. на колебательные цепи, который годился бы для возможно большего числа разнообразных форм э. д. с., отличных от синусоидальных.

Естественно начать рассмотрение со случаев, когда это отличие формы колебаний от синусоидальной не очень значительно.

Один такой случай мы в сущности уже рассмотрели в предыдущем параграфе. Это случай, когда источник гармонической э. д. с. периодически включается и выключается. В самом деле, амплитуда синусоиды ведь все время остается постоянной, а поэтому э. д. с., изменяющаяся по гармоническому закону, но с амплитудой, которая периодически

изменяется, как в рассмотренном случае, уже не является гармонической. Иначе говоря, колебание, которое изображается не бесконечной синусоидой, а «куском» или «кусками» синусоиды, является уже колебанием несинусоидальным по форме. Это отличие колебания по форме от синусоидального, как мы видели, сказывается на амплитуде и форме вынужденного колебания.

Форма вынужденного колебания, вообще говоря, не повторяет форму вынуждающей э. д. с., и такое искажение формы тем более заметно, что быстрее происходят изменения амплитуды внешней э. д. с. Этот эффект — искажение формы колебания — всегда в большей или меньшей степени происходит в колебательном контуре, если внешняя э. д. с. по форме отлична от синусоиды. Только в случае чисто синусоидальной внешней э. д. с. вынужденные колебания имеют точно синусоидальную форму [1]. Синусоидальная форма внешнего воздействия обладает исключительной особенностью — она не искажается в колебательном контуре. Это особенное свойство синусоидальных воздействий весьма облегчает определение результатов таких воздействий, поскольку заранее известно, что вынужденные колебания в контуре также будут синусоидальными по форме, и требуется определить только их амплитуду и фазу. Так именно мы и действовали выше, рассматривая вынужденные колебания, вызываемые синусоидальной э. д. с.

В случае несинусоидальной э. д. с., мы могли бы действовать подобным же образом, если бы нам удалось представить несинусоидальную э. д. с. в виде суммы меньшего или большего числа синусоидальных э. д. с. с разными частотами, амплитудами и фазами. Действие каждой из этих гармонических э. д. с. на колебательный контур должно вызывать синусоидальные вынужденные колебания той же частоты, что и частота соответствующей э. д. с. Амплитуду и фазу каждого из вынужденных колебаний можно определить так, как это делалось выше. А затем, сложив все полученные вынужденные колебания, мы получим результат воздействия данной несинусоидальной э. д. с. на колебательный контур.

Так можно действовать на основании принципа суперпозиции, который утверждает, что эффект от суммы каких-

---

[1] Мы не говорим о тех случаях, когда в цепь специально включаются элементы, искажающие форму колебаний, например нелинейные проводники.

либо воздействий равен сумме эффектов, вызываемых каждым из воздействий в отдельности. Этот принцип справедлив не всегда, но он обязательно соблюдается в тех контурах, которые не искажают формы гармонического воздействия. Поэтому, если мы считаем, что вынужденные колебания, создаваемые каждой из синусоидальных э. д. с., также синусоидальны по форме, мы вправе эти вынужденные колебания складывать, чтобы найти результирующее колебание. Последнее представляет собой сумму синусоидальных колебаний с различными частотами, амплитудами и фазами и, следовательно, по форме должно быть отлично от синусоидального.

Кроме того, это вынужденное колебание, вообще говоря, должно быть отличным по форме и от внешней э. д. с. В самом деле, так как гармонические составляющие внешней э. д. с. вызывают в контуре вынужденные колебания, амплитуда и фаза которых зависят от частоты, то соотношение между амплитудами и фазами вынужденных колебаний в контуре всегда в той или иной степени отлично от соотношений между амплитудами и фазами гармонических составляющих внешней э. д. с. Вследствие этого сумма всех вынужденных колебаний в контуре даст результирующее колебание, форма которого окажется отличной от формы внешней э. д. с.

Зная, какие соотношения существуют в данном колебательном контуре между амплитудами и фазами гармонических составляющих внешней э. д. с., с одной стороны, и вынужденных гармонических колебаний — с другой, можно судить о том, какие искажения в форму колебаний вносит колебательный контур. Таким образом, для решения всех интересующих нас вопросов прежде всего необходимо разложить несинусоидальную внешнюю э. д. с. на гармонические составляющие.

О задаче разложения негармонической величины на сумму гармонических составляющих мы уже упоминали, когда говорили о гармонических волнах (см. § 8). Для осуществления такого разложения в гармонический спектр существуют определенные приемы, однако мы не будем их излагать. На основании рассмотрения отдельных частных примеров мы сделаем некоторые общие выводы: во-первых, о связи между отклонениями формы колебания от синусоидальной и характером гармонического спектра этого колебания и, во-вторых, об условиях неискаженного воспроизведения формы внешней э. д. с. в колебательном контуре.

А это именно те вопросы, которые играют важную роль в радиотехнике.

В качестве примера э. д. с., отличной по форме от синусоидальной, рассмотрим биения, т. е. такие колебания э. д. с., амплитуда которых периодически изменяется от наибольшего значения A_1+A_2 до наименьшего A_1-A_2 (рис. 102). Мы уже знаем, что такие колебания получаются в результате сложения двух синусоидальных колебаний с разными угловыми частотами ω_1 и ω_2 и амплитудами A_1 и A_2. Этим решается вопрос о составе гармонического спектра э. д. с. По частоте колебания э. д. с. f и частоте биений F можно найти угловые частоты ω_1 и ω_2 тех двух

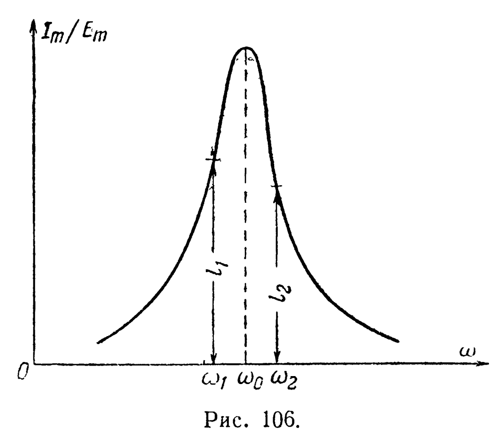


Рис. 106.

гармонических составляющих, из которых состоит спектр. Можно также по наибольшей и наименьшей амплитудам биений найти амплитуды гармонических составляющих. Что же касается фаз гармонических составляющих, то они в данном случае не играют существенной роли и находить их нет надобности.

Определим теперь, какие амплитуды вынужденных колебаний создают эти две гармонические составляющие э. д. с. в колебательном контуре. Каждая из них создает в контуре ток, амплитуда которого может быть определена с помощью закона Ома, если предварительно будет рассчитано полное сопротивление контура Z для соответствующей частоты (см. § 24). Но для качественных оценок проще пользоваться кривой резонанса контура (рис. 106), причем на таком графике вдоль вертикальной оси удобно отложить отношение амплитуд тока и э. д. с. На горизонтальной оси

отметим угловые частоты ω_1 и ω_2 гармонических составляющих спектра внешней э. д. с.

Длина вертикального отрезка l_1 или l_2 от оси до кривой резонанса дает отношение амплитуды тока в контуре к амплитуде э. д. с. соответственно для частоты ω_1 или ω_2. Если длина отрезков l_1 и l_2 одинакова, то отношение амплитуд двух гармонических составляющих тока в контуре останется таким же, как амплитуд гармонических составляющих внешней э. д. с.[1]. И если обе частоты ω_1 и ω_2 лежат вблизи собственной частоты контура ω_0, то амплитуды двух гармонических составляющих вынужденных колебаний будут достаточно велики.

Из сказанного ясно, что колебательный контур сильно отзывается на внешнее воздействие, не искажая его формы, только в случае, если обе гармонические составляющие спектра внешней э. д. с. расположены в пределах «горба» кривой резонанса и притом симметрично относительно ω_0.

Область частот, в которой лежит «горб» резонансной кривой, называют *полосой пропускания* колебательного контура. Обычно границами полосы пропускания считаются частоты, при которых амплитуда тока уменьшается до 0,7 максимальной, т. е. ширина полосы пропускания $\Delta\omega$ совпадает с упоминавшейся в § 25 шириной резонансной кривой по половине мощности. Следовательно, относительная ширина полосы пропускания контура

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{Q},$$

где Q — добротность контура.

Таким образом, колебательный контур сильно отзывается на внешнюю э. д. с. в виде биений и воспроизводит ее форму без существенных искажений только при условии, что обе гармонические составляющие спектра внешней э. д. с. расположены симметрично относительно резонансной частоты контура ω_0 и укладываются в полосу пропускания колебательного контура, для чего должно быть $\Delta\omega \geqslant \omega_2 - \omega_1$.

На рис. 107 показан случай, когда оба эти условия не соблюдаются и только одна из гармонических составляющих внешней э. д. с. может вызвать вынужденные колебания большой амплитуды, а амплитуда колебаний, вызванных другой составляющей, мала. Поэтому в данном случае

[1] Конечно, при условии, что сама кривая резонанса симметрична.

глубина биений тем меньше, чем больше $\omega_2 - \omega_1$ по сравнению с $\Delta\omega$. При $\omega_2 - \omega_1 \gg \Delta\omega$ контур вовсе не будет отзываться на одну из составляющих спектра и вместо биений в контуре установятся вынужденные колебания одной частоты и постоянной амплитуды.

С подобным случаем, когда колебательный контур не воспроизводит изменений амплитуды внешней э. д. с., мы

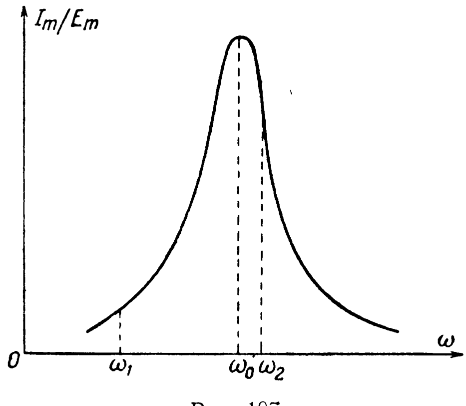


Рис. 107.

уже встречались в предыдущем параграфе. Но условия, при которых этот случай наступает, там были сформулированы несколько иначе, а именно: изменения амплитуды внешней э. д. с., происходящие с периодом T, воспроизводятся контуром, если время установления контура $\tau_{уст} \ll T$. Нетрудно, однако, убедиться, что это условие и только что полученное условие $\omega_2 - \omega_1 \ll \Delta\omega$ или $f_2 - f_1 \ll \Delta f$ по существу означают одно и то же. В самом деле, частота биений

$$F = f_2 - f_1 = \frac{1}{T},$$

где T — период биений. С другой стороны, как мы знаем, $f_0/\Delta f = Q$ или $\Delta f = 1/QT_0$ (так как $f_0 = 1/T_0$).

Ранее (в § 26) было показано, что $n_{уст} = \frac{\tau_{уст}}{T_0} \approx 1{,}5\,Q$. Отсюда следует, что $\tau_{уст} \approx 1{,}5QT_0$ и, следовательно, $\Delta f = \frac{1{,}5}{\tau_{уст}}$. Поэтому условие $f_2 - f_1 \ll \Delta f$ мы можем переписать так: $\frac{1}{T} \ll \frac{1{,}5}{\tau_{уст}}$, или $\tau_{уст} \ll T$.

Таким образом, рассмотрение вопроса о вынужденных колебаниях в контуре, возникающих под действием негармонической э. д. с., с двух различных точек зрения: во-первых, с точки зрения времени установления в контуре и, во-вторых, с точки зрения полосы пропускания контура привело нас к одинаковым результатам. Это не есть случайное совпадение для приведенного выше случая внешней э. д. с., имеющей форму биений; обе точки зрения приводят к одному и тому же результату и в других случаях.

Для пояснения сказанного рассмотрим более подробно вопрос о гармоническом спектре воздействия, амплитуда которого изменяется периодически. В простейшем случае биений спектр состоит из двух гармонических составляющих, разность частот которых тем больше, чем меньше период биений, т. е. чем быстрее изменяется амплитуда колебаний. Нетрудно понять происхождение такой зависимости. Результирующая амплитуда зависит от разности фаз складываемых колебаний и изменяется тем быстрее, чем быстрее изменяется эта разность фаз. Но, так как разность фаз, равная

$$\varphi = (\omega_2 - \omega_1)t = 2\pi(f_2 - f_1)t,$$

изменяется тем быстрее, чем больше $f_2 - f_1$, то амплитуда результирующего колебания, состоящего из суммы двух гармонических колебаний, будет изменяться достаточно быстро, если частоты этих колебаний различаются на значительную величину.

В случае более сложного закона изменения амплитуды колебаний спектральный состав также усложняется. Спектр содержит уже более чем две гармонические составляющие, но ширина спектра, т. е. разность частот между крайними (по частоте) составляющими спектра, определяется теми же соображениями, что и в случае биений. Амплитуда суммы многих гармонических составляющих, так же как амплитуда суммы двух гармонических составляющих, может быстро изменяться только в том случае, если быстро изменяются разности фаз хотя бы между некоторыми гармоническими составляющими. А для этого последние должны значительно различаться по частоте, т. е. полоса частот, в которой расположены частоты гармонических составляющих, должна быть достаточно широка.

Теперь ясно, почему эквивалентны обе примененные нами оценки для определения условий, при которых изменения амплитуды внешней э. д. с. воспроизводятся (или не

воспроизводятся) колебательным контуром. С одной стороны, полоса пропускания

$$\Delta f \approx \frac{1,5}{\tau_{уст}},$$

а с другой — ширина спектра несинусоидального колебания

$$f_2 - f_1 \approx \frac{1}{T},$$

где T — период изменения амплитуды несинусоидальной э. д. с.

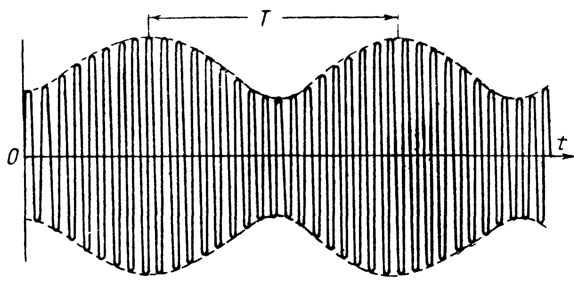


Рис. 108.

Из этих равенств совершенно очевидна эквивалентность двух условий:

$$\tau_{уст} < T \quad \text{и} \quad \Delta f > f_2 - f_1$$

или

$$\tau_{уст} > T \quad \text{и} \quad \Delta f < f_2 - f_1.$$

Однако соотношение между периодом изменения амплитуды э. д. с. и шириной спектра этой э. д. с. в виде $f_2 - f_1 \approx \frac{1}{T}$ справедливо только в случае биений. При других законах периодического изменения амплитуды э. д. с. спектр оказывается шире. Например, в случае синусоидальной э. д. с. с частотой f, амплитуда которой меняется также по синусоидальному закону (рис. 108), гармонический спектр содержит три составляющие с частотами f, $f - F$ и $f + F$, где $F = \frac{1}{T}$ — частота изменения амплитуды э. д. с. (T — период этих изменений). При этом амплитуды гармонических составляющих с частотами $f - F$ и $f + F$ одина-

ковы по величине и тем больше, чем больше относительные изменения амплитуды э. д. с.[1]. Ширина спектра в этом случае составляет $f+F-(f-F)=2F$.

А если амплитуда э. д. с. периодически изменяется, но не по синусоидальному, а по какому-либо иному закону, то гармонический спектр обогащается еще новыми составляющими с частотами $f\pm2F$, $f\pm3F$, $f\pm4F$ и т. д. Амплитуды этих гармонических составляющих по мере удаления от частоты f в большинстве случаев убывают. Так как гармонические составляющие с малыми амплитудами не влияют существенно на форму результирующего колебания, то практически для неискаженного воспроизведения формы колебаний не обязательно воспроизводить гармонические составляющие, имеющие очень малые амплитуды. Поэтому при оценке ширины спектра можно принимать во внимание только гармонические составляющие, имеющие достаточно большие амплитуды. Например, если амплитуда э. д. с. периодически меняется скачком от 0 до E_m и от E_m до 0 (как на рис. 105,*а*), то в спектре ее значительные амплитуды имеют составляющие с частотами, отстоящими от f не более чем на $3F$. Следовательно, ширина спектра составляет в данном случае $6F$.

Подведем некоторые итоги. В колебательном контуре без искажений формы воспроизводятся только гармонические колебания. Этим определяется особое положение гармонических колебаний как «наиболее простых» колебаний, на которые целесообразно разлагать всякие другие колебания, по форме отличающиеся от синусоидальных. При таком разложении в гармонический спектр каждая из гармонических составляющих, как всякая синусоида, должна считаться существующей «вечно», и поэтому для каждой гармонической составляющей внешней э. д. с. требуется определить только амплитуду и фазу вынужденных гармонических колебаний (без процессов установления). Эти амплитуды и фазы оказываются как раз такими, что сумма всех вынужденных гармонических колебаний воспроизводит полную картину вынужденных колебаний в контуре (включая и процессы установления).

---

[1] Следует обратить внимание на то, что форма колебания, амплитуда которого изменяется по синусоидальному закону, отличается от формы биений (рис. 102) в области малых амплитуд. Огибающая амплитуд в первом случае является синусоидой, а в случае биений несинусоидальна. Поэтому и спектры этих двух колебаний оказываются различными.

Отклонения формы вынужденных колебаний от формы э. д. с. обусловлены тем, что амплитуда и фаза каждого из вынужденных гармонических колебаний связаны с амплитудой и фазой соответствующей гармонической составляющей внешней э. д. с. соотношениями, зависящими от частоты. Если ширина спектра внешней э. д. с. не мала по сравнению с полосой пропускания контура, то эта зависимость от частоты неизбежно вносит искажения в форму колебаний. Искажения становятся особенно сильными, когда ширина спектра превышает полосу пропускания контура.

28. ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС

Мы рассматривали выше явление резонанса в так называемом последовательном колебательном контуре, в который источник э. д. с. включен последовательно с конденсатором и катушкой индуктивности контура (рис. 90). Иным будет явление резонанса в параллельном контуре, когда по отношению к источнику э. д. с. конденсатор и катушка индуктивности, образующие колебательный контур, включены параллельно (рис. 109). При этом не играет существенной роли, в какую из ветвей включено сопротивление R, если это сопротивление, как мы предполагаем, все время мало.

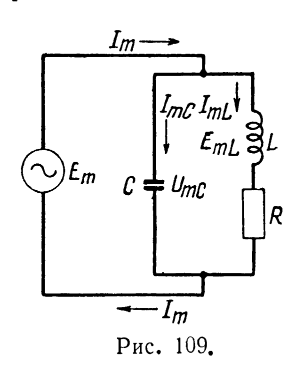


Рис. 109.

Если пренебречь сопротивлением R и внутренним сопротивлением источника э. д. с., то, выбрав для обхода замкнутый контур, в который входят источник э. д. с. и катушка индуктивности, на основании закона Кирхгофа получим:

$$E_m + E_{mL} = 0,$$

где E_m — амплитуда внешней э. д. с., а E_{mL} — амплитуда э. д. с. самоиндукции (падений напряжения в этом контуре нет).

Это значит, что обе э. д. с. при обходе по выбранному контуру направлены навстречу, а по отношению к конденсатору действуют параллельно. С другой стороны, при обходе по самому колебательному контуру получим:

$$E_{mL} = U_{mC}.$$

Для последовательного контура, как мы видели в § 25, напряжение на конденсаторе равно э. д. с. самоиндукции катушки только при резонансе, когда $\omega = \omega_0$. А в параллельном контуре это равенство, как мы сейчас убедились, соблюдается всегда (если пренебрегать активным сопротивлением).

В отношении токов картина в обоих случаях также совершенно различна. При последовательном включении источника э. д. с. есть одна неразветвленная цепь и ток во всех ее участках при любых условиях одинаков. А в случае параллельного контура токи i_L и i_C в двух ветвях, вообще говоря, различны и определяются сопротивлением этих ветвей переменному току. Так как в ветвях действует одна и та же э. д. с. с амплитудой E_m, то амплитуды токов равны:

$$I_{mL} = \frac{E_m}{\omega L}; \qquad I_{mC} = \frac{E_m}{\frac{1}{\omega C}}.$$

Фазы этих токов сдвинуты на 180°, что сразу видно из рис. 52 и 71, на которых приведены кривые токов в емкостной и индуктивной ветвях. Вследствие этого ток i в общей цепи в каждый момент равен разности токов i_L и i_C и соответственно амплитуда тока в общей цепи

$$I_m = I_{mL} - I_{mC}.$$

В области самых низких частот индуктивное сопротивление гораздо меньше емкостного и амплитуда I_{mL} гораздо больше I_{mC}, т. е. приближенно $I_m \approx I_{mL}$ (в емкостную ветвь ток практически не ответвляется). А в области самых высоких частот емкостное сопротивление гораздо меньше индуктивного и амплитуда I_{mC} гораздо больше I_{mL}, т. е. приближенно $I_m = -I_{mC}$ (ток практически не ответвляется в индуктивную ветвь). Для области средних частот, где сопротивления емкостной и индуктивной ветвей становятся близкими по величине, I_m уменьшается и падает до нуля, когда $I_{mL} = I_{mC}$, т. е. когда $\omega L = \frac{1}{\omega C}$. В этом случае, поскольку токи i_L и i_C противоположны по фазе и равны, то весь ток, притекающий к разветвлению по одной ветви, утекает по другой ветви и в общей цепи тока нет.

Когда частота внешней э. д. с. приближается к частоте собственных колебаний контура, то наступают резонансные явления, но существенно отличные от тех, какие наблюдаются при резонансе в последовательном колебательном контуре. Поэтому и следует различать последовательный и параллельный резонансы. Последний, как мы видели, в контуре, не обладающем активным сопротивлением, выражается в том, что при $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ амплитуда тока в общей цепи, т. е. в цепи источника э. д. с., падает до нуля.

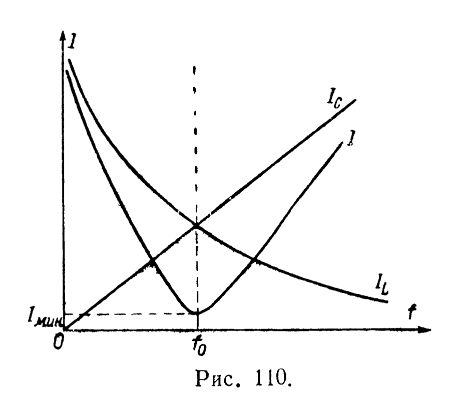


Рис. 110.

В реальных контурах, обладающих активным сопротивлением, амплитуда I_m не спадает до нуля в силу того, что при наличии активных сопротивлений сдвиг фаз между токами i_L и i_C не достигает π и тем больше отличается от π, чем больше активное сопротивление контура. Следовательно, параллельный резонанс в реальных колебательных контурах выражается в том, что токи, текущие в конденсаторе и катушке, оказываются равными по амплитуде и почти противоположными по фазе. Вследствие этого токи почти полностью компенсируются и в цепи источника э. д. с. течет очень небольшой ток $I_{мин}$. Зависимости величин токов в емкостной ветви (I_C), индуктивной ветви (I_L) и в цепи источника (I) от частоты внешней э. д. с. графически изображены на рис. 110.

Таким образом, резонансный эффект в параллельном контуре состоит в том, что токи, текущие по емкости и индуктивности колебательного контура, оказываются гораздо бóльшими, чем ток, отдаваемый источником э. д. с., и тем бóльшими, чем меньше активное сопротивление колебательного контура. В случае последовательного резонанса, как мы видели, резонансный эффект состоит в том, что напряжение на конденсаторе и э. д. с. самоиндукции катушки контура оказываются гораздо бóльшими, чем э. д. с. источника, и тем бóльшими, чем меньше активное сопротивление контура. Такое соотношение резонансных эффектов в слу-

чаях последовательного и параллельного резонансов дало основание первый случай называть резонансом напряжений, а второй — резонансом токов.

Сопоставим еще для обоих случаев характер зависимости полного сопротивления колебательного контура от частоты э. д. с. В случае параллельного резонанса по мере приближения к резонансу ток в общей цепи падает, а значит, полное сопротивление параллельного колебательного контура, т. е. сопротивление между точками разветвления, к которым присоединены L и C, растет и при резонансе достигает максимума, значение которого тем больше, чем меньше активное сопротивление контура.

Величина полного сопротивления параллельного контура при резонансе приближенно (при малом активном сопротивлении) выражается так:

$$Z_{рез} = \frac{L}{CR}.$$

В колебательных контурах, обладающих большой индуктивностью и малым активным сопротивлением, полное сопротивление при резонансе может достигать десятков тысяч ом. Как видно, зависимости полного сопротивления от частоты для последовательного и параллельного контуров имеют обратный характер: при последовательном резонансе полное сопротивление резко уменьшается, при параллельном — резко возрастает. Что касается соотношений между фазами э. д. с. и тока в общей цепи в случае параллельного резонанса, то для самых низких и самых высоких частот они определяются тем, какой ток, i_L или i_C, преобладает в общей цепи. А при резонансе, когда оба тока равны по амплитуде и почти компенсируют друг друга, сдвиг фаз между э. д. с. и током i в общей цепи равен нулю, т. е. параллельный контур при резонансе ведет себя, как чисто активное сопротивление.

Рассмотрим явление параллельного резонанса с энергетической точки зрения. Как и в случае последовательного резонанса, для существования вынужденных колебаний с постоянной амплитудой из источника э. д. с. в колебательный контур за период колебаний должно поступать столько энергии, сколько ее рассеивается в контуре. Так как вблизи резонанса амплитуды токов в цепях конденсатора и катушки с изменением частоты не очень резко меняются, а меняется резко только разность этих амплитуд (т. е. амплитуда I_m), то количество энергии, которая рассеивается

в колебательном контуре, за период, также нерезко меняется с частотой вблизи резонанса. Но отдаваемая источником мощность зависит от сдвига фаз между э. д. с. и током в цепи источника. А так как сдвиг фаз именно вблизи резонанса резко изменяется при изменении частоты, то соответственно должен изменяться ток, чтобы отдаваемая мощность оставалась примерно неизменной. Следовательно, уменьшение амплитуды тока в общей цепи при параллельном резонансе с энергетической точки зрения объясняется тем, что при резонансе наступают фазные соотношения, наиболее благоприятные для отдачи мощности источником э. д. с. в колебательный контур, благодаря чему эта мощность может передаваться в контур при минимальном токе.

Установление вынужденных колебаний при параллельном резонансе происходит примерно так же, как и в случае последовательного резонанса. В момент включения источника э. д. с. в колебательном контуре, помимо вынужденных, возникают и собственные колебания, которые постепенно затухают. Поэтому и время установления для какого-либо контура в случае параллельного резонанса совпадает со временем установления в случае последовательного резонанса для того же контура.

Выше при рассмотрении как последовательного, так и параллельного резонанса мы не учитывали влияния внутреннего сопротивления источника э. д. с. на характер явлений. Между тем это влияние часто оказывается существенным, и на практике его необходимо учитывать, причем в большинстве случаев внутреннее сопротивление источника э. д. с. можно считать чисто активным, что мы и будем делать в дальнейшем. Внутреннее активное сопротивление источника э. д. с. в обоих случаях резонанса принципиально играет одну и ту же роль. В нем рассеивается и превращается в тепло часть энергии колебаний. Следовательно, это сопротивление в обоих случаях увеличивает затухание контура и ослабляет резонансные эффекты. Однако влияние величины внутреннего сопротивления источника э. д. с. на явления последовательного и параллельного резонанса имеет обратный характер.

Для последовательного контура внутреннее сопротивление источника э. д. с. R_i (рис. 111, *а*) включено последовательно с активным сопротивлением контура R; поэтому затухание контура и его резонансные свойства определяются величиной $R+R_i$. Если R_i мало по сравнению с R,

то оно не сказывается существенно на затухании контура и резонансных явлениях. Если же R_i велико по сравнению с R, то оно существенно увеличивает затухание контура и ухудшает его резонансные свойства. А когда R_i превышает некоторое критическое значение, то контур превращается из колебательного в апериодический и резонансных явлений в нем вообще не наблюдается.

В случае же параллельного резонанса внутреннее сопротивление источника э. д. с. R_i (рис. 111, *б*) включено параллельно колебательному контуру и шунтирует его. Так как напряжение на зажимах этого сопротивления R_i задано условиями, существующими в колебательном контуре, то мощность, потребляемая сопротивлением R_i, пропорциональна $1/R_i$*. Поэтому при параллельном резонансе внутреннее сопротивление источника э. д. с. не увеличивает затухания и не ухудшает его резонансных свойств только тогда, когда оно достаточно велико (много больше, чем полное сопротивление параллельного колебательного контура при резонансе). Чем меньше внутреннее сопротивление источника, тем больше затухание контура и тем слабее в нем выражены резонансные эффекты. Наконец, когда R_i становится меньше некоторого критического значения, контур превращается из колебательного в апериодический и резонансные явления в нем вообще исчезают.

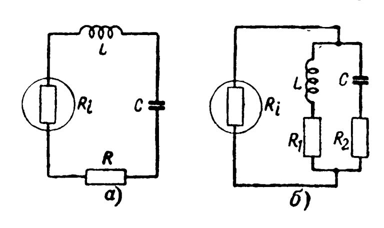


Рис. 111.

Таким образом, возможность практического осуществления последовательного или параллельного резонанса зависит от внутреннего сопротивления источника э. д. с. Источники с малым внутренним сопротивлением могут быть использованы только для осуществления последовательного резонанса, а источники с большим внутренним сопротивлением — только для осуществления параллельного резонанса.

---

* В самом деле, $P = UI$, где U — напряжение, а I — ток в сопротивлении. Так как по закону Ома $I = U/R$, то $P = U^2/R$, т. е. при данном напряжении на концах сопротивления в нем течет тем больший ток и рассеивается тем бо́льшая мощность, чем меньше сопротивление.

29. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В СВЯЗАННЫХ КОНТУРАХ

Явления, аналогичные рассмотренным выше, т. е. собственные колебания и вынужденные колебания, сопровождаемые обычно резонансными эффектами, могут происходить не только в простейшем колебательном контуре, состоящем из конденсатора и катушки, но и в цепях, содержащих несколько колебательных контуров. По мере увеличения числа контуров явления усложняются. Чтобы получить представление об этом, рассмотрим собственные колебания в системе, состоящей из двух связанных индуктивно (через взаимоиндуктивность M) простейших колебательных контуров (рис. 112,*а*). Наличие взаимоиндукции между контурами приводит к тому, что изменение тока

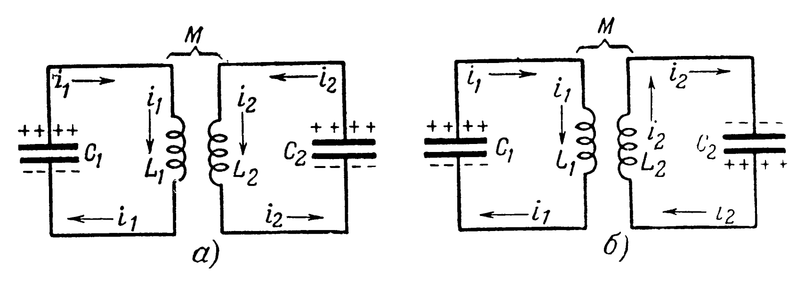


Рис. 112.

в каждом из контуров вызывает появление э. д. с. в другом контуре. Вследствие этого контуры и оказываются связанными между собой.

Для упрощения задачи рассмотрим два совершенно одинаковых колебательных контура, т. е. положим $C_1 = C_2$ и $L_1 = L_2$ и будем считать, что активные сопротивления обоих контуров равны нулю. Возбудить собственные колебания в этих контурах можно различными способами. Возможностей здесь больше, чем в одном контуре: мы можем задать заряд на конденсаторе и ток (или только заряд либо только ток) в одном контуре или сразу в обоих, причем начальные заряды и токи в двух контурах могут быть различными. Из всех этих разнообразных возможностей рассмотрим только одну: собственные колебания в обоих контурах возбуждаются за счет начального заряда конденсатора, одинакового по величине на обоих конденсаторах (C_1 и C_2). При этом, однако, возможны два варианта, изображенные на рис. 112,*а* и *б*: сообщив одному из конденсаторов заряды определенной полярности, мы можем другому конденсатору

сообщить заряды либо одной, либо другой полярности. В случае одного колебательного контура полярность зарядов конденсатора не играет существенной роли, а в данном случае, как мы увидим из дальнейшего, полярность заряда второго конденсатора при фиксированной полярности первого играет определенную роль.

Вследствие полной симметрии (одинаковые контуры и одинаковые по величине заряды) в обоих контурах после их одновременного включения должны возникнуть собственные колебания одних и тех же формы, периода и амплитуды. Как будет ясно из дальнейшего, колебания эти по форме синусоидальны, т. е. их форма такая же, как в каждом отдельном колебательном контуре, не связанном с другим контуром.

Однако из соображений симметрии вытекает только, что период колебаний в обоих контурах должен быть одним и тем же, но никак не следует, что этот период должен быть таким же, как в случае, когда контуры не связаны между собой. Наоборот, нетрудно убедиться, что в случае двух контуров период колебаний должен быть отличным от периода колебаний в одном контуре. Если одинаковые колебания происходят в двух контурах одновременно, то в каждом контуре, помимо э. д. с. самоиндукции, действует э. д. с. взаимоиндукции, обусловленная изменениями тока в другом контуре. Поскольку ток, порождающий э. д. с. самоиндукции, и ток, порождающий э. д. с. взаимоиндукции, совершенно одинаковы, то обе э. д. с. могут либо совпадать по фазе, либо быть противоположными по фазе в зависимости от того, какое направление имеют токи i_1 и i_2 в катушках L_1 и L_2 — одинаковое или противоположное.

Когда токи текут в одном направлении и обе э. д. с. совпадают по фазе, то э. д. с. взаимоиндукции добавляется к э. д. с. самоиндукции и действие взаимоиндукции контуров сводится к увеличению индуктивности каждого из них. А так как период собственных колебаний при увеличении индуктивности контура растет, то значит, в случае одинаковых фаз э. д. с. самоиндукции и взаимоиндукции период собственных колебаний в связанных контурах окажется бóльшим, чем в тех же контурах, когда они не связаны между собой. Если же токи текут в противоположных направлениях и обе э. д. с. противоположны по фазе, то э. д. с. взаимоиндукции вычитается из э. д. с. самоиндукции и действие взаимоиндукции контуров сводится к уменьшению индуктивности каждого из них. Значит, в случае противо-

положных фаз э. д. с. самоиндукции и взаимоиндукции период собственных колебаний в связанных контурах окажется меньшим, чем в тех же контурах, когда они не связаны между собой.

В обоих случаях действие одного контура на другой сводится к изменению индуктивности другого контура, причем оба контура действуют в одном направлении: либо каждый из контуров увеличивает индуктивность другого, либо каждый из контуров уменьшает индуктивность другого. В результате этого одинаково изменяется период колебаний в обоих контурах, форма же колебаний остается такой же, как в случае одного контура, т. е. синусоидальной. Таким образом, в двух одинаковых связанных колебательных контурах возможны два типа колебаний: «синфазные», частота которых f_1 меньше, чем частота f_0 колебаний в контурах, связь между которыми отсутствует, и «противофазные», частота которых f_2 больше, чем f_0.

Связь между двумя одинаковыми колебательными контурами приводит к тому, что вместо одной общей для обоих контуров частоты собственных колебаний появляются две разные частоты собственных колебаний f_1 и f_2, называемые «частотами связи», одна из которых больше, а другая меньше собственной частоты каждого из контуров в отдельности. Чем больше взаимная индуктивность между контурами, т. е. чем сильнее связь между ними, тем больше отличаются частоты связи от частоты каждого отдельного контура и тем сильнее они различаются между собой.

Какого именно типа собственные колебания в связанных контурах — синфазные или противофазные — возникнут в том или ином случае, зависит от полярности начальных зарядов обоих конденсаторов. Если конденсаторы заряжены так, что после замыкания контуров в них возникнут токи, текущие в обеих катушках в одном направлении, то возникнут синфазные колебания; если же токи текут в противоположных направлениях, колебания будут противофазными.

Все сказанное относится к тому случаю, когда начальные заряды равны по величине. Но он редко встречается на практике. Обычно собственные колебания в связанных контурах возникают вследствие нарушений «электрического равновесия», не обладающих подобной симметрией, например вследствие наличия начального тока или начального заряда только в одном из связанных контуров. Рассмотрение такого случая позволит сделать выводы и относительно некоторых других возможных случаев.

Итак, пусть один из конденсаторов заряжен некоторым зарядом Q, а другой не заряжен совсем. Этот случай можно свести к комбинации двух рассмотренных выше. В самом деле, положим, что первый раз оба конденсатора заряжены зарядами $Q/2$ одинаковой полярности, а второй раз — зарядами $Q/2$ разной полярности. В первом случае возникнут синфазные, а во втором — противофазные колебания.

Пусть теперь начальные заряды конденсаторов равны сумме начальных зарядов первого и второго только что рассмотренных случаев, т. е. заряд конденсатора C_1 равен $Q/2+Q/2=Q$, а заряд конденсатора C_2 равен $Q/2—Q/2=0$. Но если данные начальные заряды вызывают определенные собственные колебания в контурах, то на основании принципа суперпозиции можно утверждать, что при начальных зарядах, равных сумме начальных зарядов первых двух случаев, возникнут собственные колебания, представляющие собой сумму собственных колебаний, возникавших в первых двух случаях. Следовательно, если начальный заряд сообщен только одному из двух конденсаторов, то в контурах возникнут одновременно как синфазные, так и противофазные колебания. При этом у них будут одинаковые амплитуды $A/2$, соответствующие зарядам $Q/2$, т. е. равные половине той амплитуды, которую имели бы собственные колебания в одном контуре с начальным зарядом Q на конденсаторе, если бы второй контур вообще отсутствовал.

Наличие в каждом из двух связанных колебательных контуров одновременно двух колебаний с разными частотами f_1 и f_2 даст биения, причем частота биений равна $f_2—f_1$, т. е. она тем больше, чем сильнее связь между контурами. Изменения амплитуды колебаний при биениях происходят в пределах от 0 до A (рис. 113). В начальный момент наибольшую амплитуду A колебания имеют в том из контуров, конденсатор которого заряжен зарядом Q. Этот заряд является суммой двух зарядов одинаковой величины $Q/2$ и одинаковой полярности; поэтому в данном контуре синфазные и противофазные колебания возникают в одинаковой фазе. В другом контуре амплитуда колебания в начальный момент равна нулю, так как синфазные и противофазные колебания возникнут в нем в противоположных фазах.

Вследствие того что частоты синфазных и противофазных колебаний различны, соотношения между фазами обоих колебаний в дальнейшем будут изменяться и через полпериода биений в первом контуре оба колебания окажутся в противофазе, а во втором — в фазе. Тогда амплитуда ре-

зультирующего колебания в первом контуре упадет до нуля, а во втором возрастет до максимального значения A. Энергия, которая вначале была сосредоточена в первом контуре в виде энергии заряженного конденсатора, через полпериода биений полностью перейдет во второй контур Затем изменения амплитуд результирующих колебаний в контурах будут происходить в обратном порядке и энергия будет снова возвращаться в первый контур.

Такая картина продолжалась бы бесконечно долго, если бы контуры не обладали активным сопротивлением. Вследствие потерь энергии в активных сопротивлениях наряду

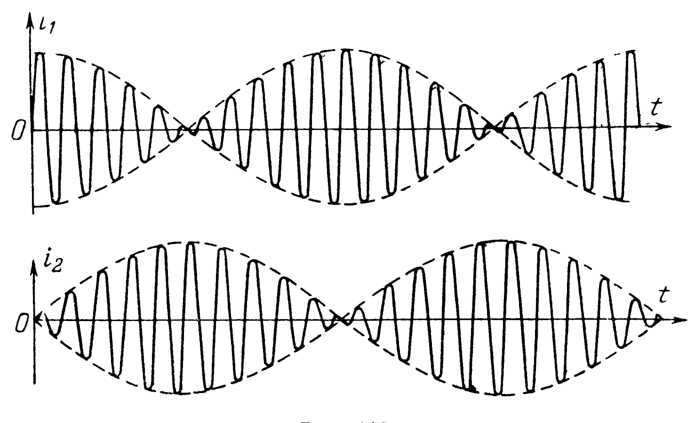


Рис. 113.

с переходом энергии из контура в контур происходит затухание колебаний и уменьшение их общей энергии колебаний. Наибольшие значения, которых достигают амплитуды колебания в контурах, постепенно уменьшаются, пока колебания совсем не затухнут (рис. 114). Время, в течение которого колебания практически затухнут, в этом случае определяется примерно так же, как и для одного колебательного контура (см. § 26).

Явление биений при собственных колебаниях двух связанных колебательных контуров можно наблюдать, только пока затухание не очень велико. Если колебания затухают так быстро, что за период биений они уже успевают полностью затухнуть в обоих контурах, то биений наблюдаться не будет. А так как период биений тем больше, чем слабее связь между контурами, то при более слабой связи затухание контуров должно быть меньше, чтобы можно было наблюдать биения.

К тем же выводам можно прийти и с помощью энергетических соображений. Чем слабее связаны контуры, т. е. в рассматриваемом примере чем меньше взаимоиндуктивность M между катушками L_1 и L_2, тем медленнее переходит энергия из одного контура в другой. Чтобы этот переход энергии из одного контура в другой и обратно наблюдался, энергия колебаний за один период биений не должна успеть полностью рассеяться и превратиться в тепло.

Основное отличие собственных колебаний в двух связанных контурах от колебания в одном контуре, как мы убедились, состоит в том, что двум связанным контурам свойственны две частоты собственных колебаний: частоты связи f_1 и f_2. Эти частоты зависят от значений собствен-

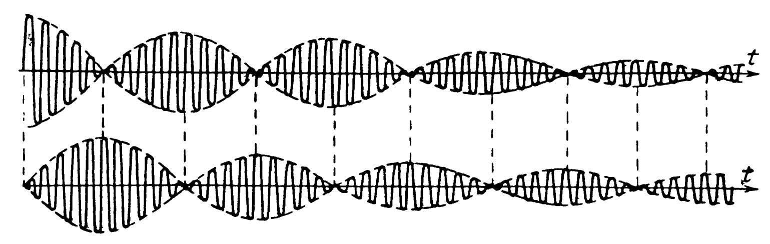


Рис. 114.

ных частот, которые свойственны каждому контуру в отдельности (в отсутствие другого), и от того, как сильно связаны контуры между собой. Но во всех случаях одна из частот связи меньше меньшей из собственных частот, а другая — больше большей из собственных частот. Если обозначить меньшую из собственнных частот двух контуров через f_{01}, а бóльшую — через f_{02}, то $f_1 < f_{01} < f_{02} < f_2$ и различие между частотами f_1 и f_{01}, с одной стороны, и f_2 и f_{02} — с другой, тем больше, чем сильнее связаны контуры.

Таким образом, хотя значения частот связи зависят от значений собственных частот каждого из контуров в отдельности, но сам факт существования двух различных частот собственных колебаний обусловлен наличием связи между контурами и не зависит от того, одинаковыми или разными собственными частотами обладает каждый из этих контуров в отдельности. Сказанное справедливо и для большего числа контуров. Три связанных колебательных контура обладают тремя частотами собственных колебаний — частотами связи, четыре связанных контура — четырьмя частотами связи и т. д.

Зная, как изменяется характер собственных колебаний в связанных контурах по сравнению с собственными колебаниями уединенного контура, можно выяснить характер резонансных явлений при вынужденных колебаниях в связанных контурах. В уединенном колебательном контуре резонанс наступает тогда, когда частота внешней э. д. с. совпадает с частотой собственных колебаний контура. При тех же условиях наступает резонанс и в связанных контурах, но так как им свойственны более чем одна частота собственных колебаний, то резонанс в них наступает при частотах внешней э. д. с., совпадающих с частотами связи, число которых равно числу связанных колебательных контуров.

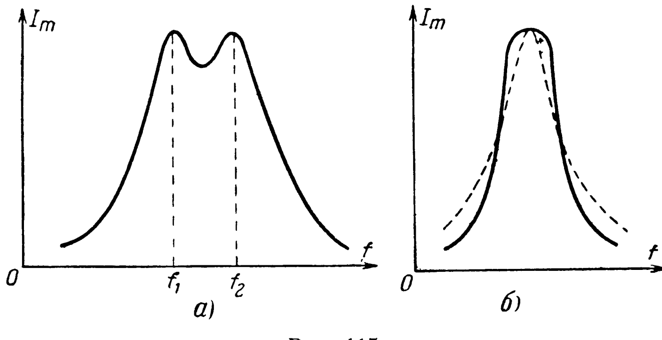


Рис. 115.

В частности, в двух связанных контурах резонанс наблюдается при двух разных частотах внешней э. д. с. Если связь между контурами достаточно сильна, то частоты связи f_1 и f_2, на которых наблюдается резонанс, значительно отличаются друг от друга. А если затухание контуров невелико, то амплитуды колебаний при удалении от резонанса спадают резко. Вследствие этого при изменении частоты от f_1 до f_2 между двумя максимумами получается значительный провал и кривая резонанса получается двугорбой (рис. 115,*а*). Если же связь между контурами слаба, так что частоты f_1 и f_2 близки, а затухание контуров недостаточно мало, то при изменении частоты от f_1 до f_2 амплитуда колебаний не уменьшается сколько-нибудь заметно и горбы становятся неразличимыми, т. е. кривая резонанса превращается в одногорбую (сплошная кривая на рис. 115,*б*). Однако по форме эта резонансная кривая все же отличается от резонансной кривой уединенного контура: вершина ее более широка, а склоны более круты, чем

у резонансной кривой уединенного контура, изображенной на рис. 115,*б* пунктиром.

Выше были рассмотрены явления в двух контурах, связанных между собой индуктивно. Аналогичные явления возникают в системе, состоящей из колебательных контуров L_1, C_1, C_0 и L_2, C_2, C_0, связанных между собой емкостно (рис. 116) через общую емкость C_0, входящую в оба контура. В этом случае ток, текущий в каждом из контуров, заряжает емкость C_0, вследствие чего изменяется ток в другом контуре, т. е. контура оказываются связанными между собой.

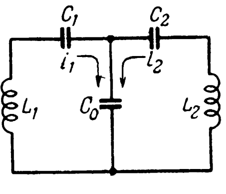


Рис. 116.

Независимо от вида связи явления в двух связанных колебательных контурах всегда отличаются от явлений в одиночном колебательном контуре следующими характерными особенностями. Вместо одного собственного колебания системе, состоящей из двух связанных контуров, свойственны два собственных колебания с частотами, зависящими не только от настройки обоих контуров, но и от величины связи между ними (частоты связи). Соответственно вместо резонанса при одной определенной частоте внешней э. д. с. резонанс наблюдается при двух разных частотах, равных частотам связи.

При дальнейшем увеличении числа связанных колебательных контуров характер явлений продолжает усложняться в том же направлении. Системе, состоящей из трех колебательных контуров, свойственны три собственных колебания с тремя различными частотами связи, зависящими от настройки контуров и величины связи между ними, и резонанс наблюдается при трех частотах внешней э. д. с., совпадающих с тремя частотами связи. Если связь между контурами достаточно велика и затухание их достаточно мало, то кривая резонанса имеет три горба. Вообще системе, состоящей из *n* связанных контуров, свойственны *n* собственных колебаний с различными частотами и явление резонанса, вообще говоря (кроме некоторых специальных случаев), наблюдается при совпадении частоты внешней э. д. с. с каждой из частот связи.

30. СТОЯЧИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

Изучая распространение электромагнитных волн в длинных линиях (см. § 10 и 11), мы полагали, что волна полностью затухает, не дойдя до конца линии, или поглощается

включенным в конец линии согласованным сопротивлением. Это предположение, если оно соблюдается, исключает влияние конца линии на картину распространения волн вдоль линии. Если же это предположение не соблюдается, то условия на конце линии существенно влияют на всю картину распространения волн вдоль линии.

Чтобы выяснить, в чем заключается это влияние, рассмотрим небольшой отрезок длинной линии, к началу которого присоединен источник переменной э. д. с., а конец разомкнут (рис. 117). Как мы видели, под действием переменной э. д. с. в начале линии возникает электромагнитная волна, которая распространяется вдоль линии. Если затухание в линии мало и отрезок линии достаточно короткий, то волна достигнет разомкнутого конца линии, имея практически ту же амплитуду, что и в начале линии.

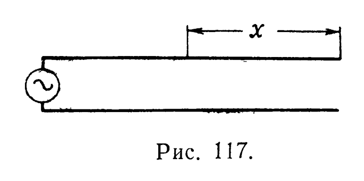


Рис. 117.

Рассмотрим, что будет происходить на разомкнутом конце линии. Электромагнитная волна, распространяясь вдоль линии, вызывает появление электрических токов в проводах линии. Но на разомкнутом конце линии ток в проводах течь не может, т. е. там ток все время равен нулю. А это возможно только в том случае, если одновременно с токами, возбуждаемыми пришедшей волной, у конца линии в проводах возникают токи такой же величины, но обратного направления. Эти токи создают магнитное поле, также обратное по направлению полю пришедшей волны. Но изменение направления одного из полей электромагнитной волны на обратное влечет за собой, как было показано выше (см. § 7), изменение направления распространения волны на обратное. Следовательно, дойдя до разомкнутого конца линии, электромагнитная волна отражается от него и начинает распространяться в обратном направлении, причем в точке, где происходит отражение волны, направление ее электрического поля не изменяется, а направление ее магнитного поля меняется на обратное В каждой точке линии существует не только волна, распространяющаяся от источника к концу линии, но и отраженная волна, распространяющаяся от конца линии в обратном направлении.

Электрическое и магнитное поля в каждом сечении линии представляют собой сумму соответственно электри-

ческих и магнитных полей обеих волн, распространяющихся вдоль линии в противоположных направлениях. Результат сложения двух одинаковых по амплитуде полей целиком зависит от сдвига фаз между обеими волнами, который существует в каждой точке линии. Этот сдвиг фаз определяется тем расстоянием, которое проходит волна от рассматриваемой точки линии до конца ее и обратно, т. е. удвоенным расстоянием 2 x от данной точки до конца линии (рис. 117). Таким образом, каждой точке линии соответствует некоторый определенный, не меняющийся во времени сдвиг фаз. Для разных точек линии этот сдвиг фаз различен. В частности, в конце линии он равен нулю.

Знак напряжения между проводами при отражении от конца линии не меняется. Поэтому электрические поля обеих волн в конце линии совпадают по фазе, а их магнитные поля противоположны по фазе. В результате сложения двух волн на конце линии амплитуды напряженности электрического поля и напряжения между проводами удваиваются по сравнению с амплитудами этих величин у приходящей волны, а амплитуда напряженности магнитного поля равна нулю.

На расстоянии четверти длины волны ($\lambda/4$) от конца линии разность хода между идущей от источника и отраженной волнами равна $\lambda/2$, так как она равна удвоенному расстоянию от конца линии. Соответственно сдвиги фаз изменятся на π по сравнению с теми значениями, которые они имели в конце линии, т. е. электрические поля обеих волн будут противоположными по фазе, а магнитные совпадают по фазе. Поэтому на расстоянии $\lambda/4$ от конца линии амплитуда напряженности электрического поля упадет до нуля, а амплитуды напряженности магнитного поля и тока в проводах достигнут максимума, равного удвоенному значению этих амплитуд у приходящей волны. На расстоянии еще $\lambda/4$ от этой точки, т. е. на расстоянии $\lambda/2$ от конца линии, снова получатся такие же соотношения между фазами, как и на конце линии. Здесь амплитуда напряженности электрического поля опять достигнет максимального (удвоенного) значения, а амплитуда напряженности магнитного поля обратится в нуль. Дальше, через расстояния $\lambda/2$, все это снова будет повторяться.

Точки, в которых амплитуда напряженности электрического или магнитного поля достигает максимума, называются **пучностями** соответствующего поля; точки же, в которых напряженности спадают до нуля, называются

узлами соответствующего поля. Аналогично точки, в которых амплитуда напряжения между проводами или тока в проводах достигает максимума, называются пучностями соответственно напряжения или тока; точки же, в которых амплитуда напряжения между проводами или тока в проводах обращается в нуль, называются узлами соответственно напряжения или тока.

Следовательно, в отрезке длинной линии на разомкнутом конце образуются пучность электрического поля (и напряжения между проводами) и узел магнитного поля (и тока в проводах). То же повторяется через каждые $\frac{\lambda}{2}$. На расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от разомкнутого конца линии образуются узел электрического поля (и напряжения между проводами) и пучность магнитного поля (и тока в проводах). Это же повторяется через каждые $\frac{\lambda}{2}$ от данной точки, т. е. в точках, отстоящих на нечетное число четвертей волны от разомкнутого конца линии. Между узлами и пучностями амплитуды напряженностей полей E_m и H_m, напряжения U_m и тока I_m изменяются по синусоидальному закону, так что пучности соответствуют максимальным, а узлы — нулевым точкам синусоид, изображающих распределение амплитуд вдоль линии (рис. 118, *а*).

Переменное электромагнитное поле с таким неизменным во времени распределением амплитуд вдоль линии называется *стоячей волной*. Стоячие волны существенно отличаются от распространяющихся вдоль линии электромагнитных волн, рассмотренных в § 10. Эти последние в отличие от стоячих волн называют *бегущими*. Прежде всего, поскольку стоячие волны получаются в результате наложения двух бегущих волн равной амплитуды, т. е. несущих одинаковую энергию, но распространяющихся в противоположные стороны, при стоячей волне энергия вдоль всей длины линии не переносится. Энергия лишь превращается из электрической в магнитную и обратно. Соответственно этому происходит лишь частичное перемещение энергии из области пучности электрического поля в область соседних пучностей магнитного поля и обратно.

Таким образом, в каждом участке линии длиной $\lambda/4$ (между двумя узлами) процесс превращения энергии происходит почти так же, как при колебаниях в колебательном

контуре, в котором энергия превращается из электрической в магнитную и при этом перемещается из конденсатора в катушку индуктивности, а затем превращается снова из магнитной в электрическую и перемещается обратно из катушки в конденсатор. И так же, как при колебаниях, происходящих в колебательном контуре, в стоячей волне изменения электрического и магнитного полей сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Этим стоячая волна также существенно отличается от бегу-

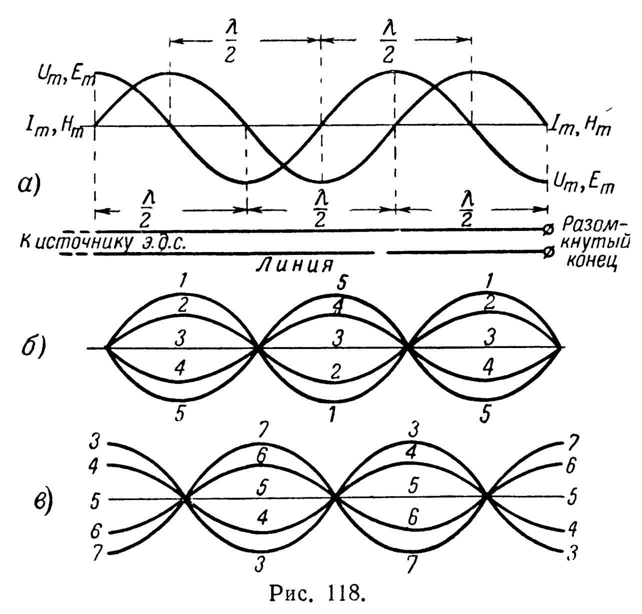


Рис. 118.

щей, в которой изменения электрического и магнитного полей в каждой точке волны происходят в одинаковой фазе.

Наконец, в стоячей волне изменения электрического (или магнитного) поля волны в разных точках пространства происходят в одной и той же фазе, но с различными амплитудами, в то время как в бегущей волне изменения электрического (или магнитного) поля волны в разных точках происходят в различных фазах, но с одинаковой амплитудой (если не учитывать ослабления волны при распространении вследствие рассеяния в пространстве или поглощения).

Из сказанного выше ясно, что стоячую волну нельзя представлять подобно бегущей с помощью движущихся «замороженных» полей. Синусоида, изображающая распределение поля в стоячей волне, не движется в простран-

стве как единое целое. Но все точки этой синусоиды одновременно движутся вверх (или вниз) в одной полуволне и в обратном направлении в двух смежных полуволнах, так что синусоидальная форма распределения все время сохраняется, а изменяется периодически лишь амплитуда этой синусоиды [1]. При этом синусоида, изображающая распределение мгновенных значений напряженности электрического поля и напряжения между проводами (рис. 118,*б*), и синусоида, изображающая распределение мгновенных значений напряженности магнитного поля и тока (рис. 118,*в*), сдвинуты в пространстве на $\lambda/4$ и во времени на $T/4$. Чтобы показать это, на рис. 118,*б* и *в* у синусоид, изображающих мгновенное распределение, поставлены цифры, соответствующие различным моментам времени. Двум смежным числам соответствуют моменты времени, отличающиеся на $T/8$.

Рассмотрим теперь условия возникновения стоячей волны в линии, конец которой замкнут накоротко. Между замкнутыми накоротко точками линии напряжение равно нулю. А это возможно только в том случае, когда электрическое поле между проводами на конце линии отсутствует. Значит, приходящая от источника переменной э. д. с. электромагнитная волна должна вызывать на короткозамкнутом конце линии появление электрического поля, равного по напряженности и противоположного по направлению электрическому полю приходящей волны. Только тогда результирующая напряженность поля будет равна нулю. Но изменение направления электрического поля волны влечет за собой изменение направления распространения волны на обратное.

Следовательно, пришедшая к короткозамкнутому концу линии электромагнитная волна отражается от него и распространяется в обратном направлении, так же как и в случае разомкнутой линии. Разница заключается, однако, в том, что изменяется на обратное направление электрического поля, а направление магнитного поля остается неизменным. В соответствии с этим распределение пучностей и узлов оказывается обратным по сравнению с разомкнутой линией: на конце короткозамкнутой линии образуются пучность магнитного поля (пучность тока) и узел электриче-

[1] Нужно иметь в виду, что эта периодически изменяющаяся амплитуда синусоиды изображает не амплитуду, а мгновенное значение напряженности поля в пучности. Амплитуда напряженности поля в пучности изображается тем наибольшим значением, которого достигает амплитуда синусоиды при своих изменениях.

ского поля (узел напряжения). А на расстоянии $\lambda/4$ от короткозамкнутого конца образуются пучность электрического поля (пучность напряжения) и узел магнитного поля (узел тока) и далее одноименные узлы и пучности повторяются через каждые $\lambda/2$ (рис. 119).

Теперь можно выяснить вопрос о значениях, которых достигают амплитуды напряженностей полей, напряжения и тока в пучностях стоячей волны. Так как они существенно зависят от потерь энергии в линии, то уже нельзя пренебрегать этими потерями, как мы делали до сих пор. При-

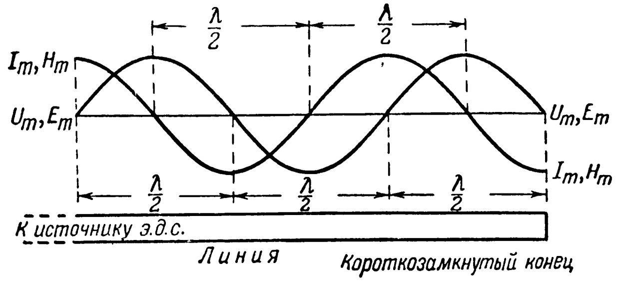


Рис. 119.

нимая во внимание потери в линии, нужно учитывать, что амплитуды как прямой бегущей волны, идущей от источника к концу линии, так и волны, отраженной от конца линии, постепенно затухают. Поэтому амплитуда прямой волны всегда больше амплитуды отраженной волны, и эта разница растет по мере удаления от короткозамкнутого конца линии. Разность между амплитудами прямой и отраженной волн, очевидно, наибольшая в начале линии. Но если амплитуды прямой и отраженной волн различны, то амплитуда результирующей волны[1] в узлах уже не обращается в нуль. Эта амплитуда имеет наибольшую величину (по сравнению с амплитудой во всех других узлах) в первом узле, ближайшем к началу линии, где амплитуды прямой и отраженной волн наиболее сильно различаются.

Отношение амплитуды волны в первом узле к амплитуде волны в первой пучности, очевидно, определяется тем общим затуханием, которое испытывает волна на всем пути своего

[1] Так как амплитуда результирующей волны в узлах не обращается в нуль, то эта волна уже не является стоячей в чистом виде, а представляет собой сочетание стоячей и бегущей волн. Поэтому мы называем ее „результирующей", а не „стоячей".

распространения до конца линии и обратно. Чем меньше это затухание, тем больше амплитуда результирующей волны в первой пучности по сравнению с амплитудой результирующей волны в первом узле, расположенном у начала линии.

Рассмотрим теперь, чем определяются амплитуды волны в начале линии. Мы ограничимся двумя предельными случаями, когда внутреннее сопротивление источника R_i очень мало и когда оно очень велико. В первом случае можно пренебречь падением напряжения внутри источника и считать, что напряжение в начале линии равно э. д. с. источника E_m. Во втором случае можно пренебречь сопротивлением линии по сравнению с внутренним сопротивлением источника, т. е. считать, что ток в начале линии $I_m = \frac{E_m}{R_i}$. Таким образом, для начала линии амплитуда напряжения в первом случае и амплитуда тока во втором не зависят от свойств линии, а только от свойств источника, т. е. при данном источнике для начала линии напряжение в первом случае и ток во втором мы должны считать заданными. Вместе с тем внутреннее сопротивление источника э. д. с. определяет характер того узла, который может образоваться в начале линии.

Если внутреннее сопротивление источника э. д. с. мало, то в том месте, куда включен источник (в нашем случае — в начале линии), условия отражения волн почти такие же, как на короткозамкнутом конце линии, т. е. в начале линии может возникнуть узел напряжения. Если же внутреннее сопротивление источника велико, то условия отражения волн в начале линии почти такие же, как на разомкнутом конце линии, т. е. в начале линии может возникнуть узел тока. При этом, как мы убедились, амплитуда напряжения в случае, если возникнет узел напряжения, равна амплитуде э. д. с. E_m, а амплитуда тока в случае, если возникнет узел тока, равна E_m/R_i.

Выясним, при каком условии амплитуды напряжения или тока в пучностях и, в частности, в первой пучности получаются наибольшими. Для этого надо учесть, что амплитуда в узле является наименьшей по сравнению с амплитудами во всех смежных точках между двумя пучностями. Поэтому если задана какая-то определенная амплитуда в узле, то во всех других точках, в том числе и в пучностях, получатся бо́льшие амплитуды, чем в случае, если та же самая амплитуда задана не в узле, а в какой-либо

другой точке. А так как источник э. д. с. задает амплитуду напряжения или тока в начале линии, то следовательно, условия получения наибольшей амплитуды напряжения или тока в пучностях таковы: в начале линии должен быть узел напряжения, если внутреннее сопротивление источника э. д. с. мало, и должен быть узел тока, если R_i велико.

Мы убедились выше, что в начале линии при малом R_i может получиться узел напряжения, а при большом R_i — узел тока. Теперь нам нужно еще выяснить условия, при которых так действительно получается. Дело в том, что на конце линии в зависимости от того, разомкнута она или замкнута накоротко, получается соответственно узел тока или узел напряжения. Но одноименные узлы повторяются через $\frac{\lambda}{2}$. Следовательно, если конец линии разомкнут, то чтобы в начале линии получился узел тока, на длине линии должно укладываться целое число полуволн, или четное число $\frac{\lambda}{4}$, а чтобы в начале линии получился узел напряжения, на длине линии должно укладываться нечетное число $\frac{\lambda}{4}$. Наоборот, если конец линии замкнут накоротко, то для получения в начале линии узла тока на длине линии должно укладываться нечетное число $\frac{\lambda}{4}$, а для получения узла напряжения — четное число $\frac{\lambda}{4}$.

Если учесть, что характер отражения волн в начале линии при большом R_i такой же, как на разомкнутом конце, а при малом R_i — такой же, как на короткозамкнутом конце, то условие получения наибольших амплитуд в пучностях можно сформулировать в более общем виде: при одинаковом характере отражения на двух концах линии на длине ее должно укладываться четное число $\frac{\lambda}{4}$, при разном характере отражения на двух концах линии — нечетное число $\frac{\lambda}{4}$.

Это условие для данной конкретной линии может быть выполнено только при вполне определенных длинах волн, т. е. при вполне определенных частотах внешней э. д. с. В самом деле, если на отрезке линии длиной l укладывается целое число четвертей волны n, то $n\lambda/4=l$, или

$n\lambda = 4l$. Но так как $\lambda = vT = v/f$, где v — скорость распространения волны вдоль линии, T — период волны, а f — ее частота, то $nv/f = 4l$, или $f = nv/4l$, где n — четное при одинаковом характере отражений волн на концах линии и нечетное при разном характере отражений волн на концах линии. Следовательно, наибольшие амплитуды колебания в пучностях будут получаться при частотах

$$f = \frac{v}{2l}, \ \frac{v}{l}, \ \frac{3v}{2l}, \ \frac{2v}{l} \ldots,$$

если характер отражений на обоих концах линии одинаков, и при частотах

$$f = \frac{v}{4l}, \ \frac{3v}{4l}, \ \frac{5v}{4l}, \ \frac{7v}{4l} \ldots,$$

если характер отражений на обоих концах линии различен.

31. РЕЗОНАНС В ОТРЕЗКАХ ДЛИННЫХ ЛИНИЙ

Стоячие волны, возникающие в отрезке линии под действием внешней э. д. с., представляют собой вынужденные колебания в отрезке линии. Возрастание амплитуд в пучностях стоячей волны, т. е. амплитуд вынужденных колебаний в линии, при определенных частотах внешней э. д. с. есть не что иное, как эффект резонанса. Как и в колебательных контурах, этот эффект в отрезках линий должен выступать тем резче, чем меньше затухание. И, действительно, как мы видели, отношение амплитуды в первой пучности к амплитуде в первом узле тем больше, чем меньше затухание линии. А так как амплитуда в первом узле задана источником э. д. с., то рост амплитуды в пучностях при приближении частоты внешней э. д. с. к одной из резонансных частот тем более заметен, чем меньше затухание линии.

Чтобы сравнить явления резонанса в отрезках длинных линий и колебательных контурах, нужно, так же как это делалось в случае колебательных контуров, сопоставить вынужденные колебания в отрезках линий с собственными колебаниями в них. Рассмотрим сначала собственные колебания в отрезке линии, оба конца которого разомкнуты. Нарушим электрическое равновесие в этом отрезке линии тем, что включим на очень короткий промежуток времени источник внешней э. д. с. в один из концов линии, например

левый (рис. 120). Тогда в проводах вблизи левого конца линии возникнет движение электрических зарядов (рис. 120,*а*) и вокруг проводов возникнут электрическое и магнитное поля. Этот короткий импульс в виде электромагнитной волны распространится вдоль линии, дойдет до другого ее конца и, отразившись от него (рис. 120,*б*), снова вернется к тому концу линии, у которого он возник, и отразится от этого конца. После этого весь процесс вновь и вновь повторяется через промежутки времени, которые волна затрачивает на то, чтобы дойти от одного конца линии до другого и вернуться обратно. Если длина линии l, а скорость распространения волны v, то это время $T_0=2l/v$.

Следовательно, в результате нарушения равновесия в отрезке линии в нем возникнут собственные колебания с периодом $T_0=\frac{2l}{v}$ или частотой

$$f_0=\frac{1}{T_0}=\frac{v}{2l}.$$

Это выражение совпадает с найденной выше самой низшей из резонансных частот при одинаковых условиях отражения на концах. В этом простейшем случае сразу видно, что, так же как и в колебательных контурах, в отрезках длинных линий резонанс наступает при совпадении частоты внешней э. д. с. с частотой собственных колебаний.

Но в отрезке линии, помимо собственных колебаний с периодом T_0, можно, выбрав определенный способ нарушения электрического равновесия, возбудить также собственные колебания с периодами $\frac{T_0}{2}$, $\frac{T_0}{3}$ и т. д. Например, если после того, как первый импульс достиг другого конца линии, создать на первом конце линии еще один такой же импульс (рис. 121), то оба импульса будут двигаться по линии в разных направлениях и проходить один „сквозь“

а)

б)

Рис. 120.

Рис. 121.

другой, не влияя друг на друга. За время $T_0=\frac{2l}{v}$, за которое каждый из импульсов проходит до конца линии и обратно, вся картина повторится дважды и, значит, период собственных колебаний будет равен $\frac{T_0}{2}$. Следовательно, возникшие в результате двух начальных импульсов собственные колебания в линии будут иметь период $\frac{T_0}{2}=\frac{l}{v}$ и частоту $2f_0=\frac{v}{l}$. В результате трех начальных импульсов, следующих через промежутки времени $\frac{T_0}{3}$, возникнут собственные колебания с периодом $\frac{T_0}{3}$ и частотой $\frac{3v}{2l}$ и т. д. Так можно возбудить собственные колебания с любыми частотами целыми кратными $\frac{v}{2l}$. Но, как мы убедились в предыдущем параграфе, при одинаковом характере отражений на концах линии именно при этих частотах внешней э. д. с. амплитуда стоячей волны достигает максимума. А это и значит, что каждый раз при совпадении частоты внешней э. д. с. с одной из этих частот будет наблюдаться резонанс.

Колебание с наинизшей частотой $f_0=\frac{v}{2l}$ называется основным (или первой гармоникой), а колебание с частотой $\frac{nv}{2l}$ называется n-й гармоникой собственных колебаний в отрезке линии, разомкнутом на концах.

В случае разных условий отражения на концах отрезка линии картина будет несколько иной, вследствие того что при отражениях от разных концов отрезка импульсы претерпевают различные изменения. При отражении от разомкнутого конца заряды на концах проводов не изменят знаков, а изменится только направление движения зарядов, т. е. направления токов (рис. 120,*а* и *б*). Отражение от короткозамкнутого конца произойдет так, как будто оба заряда пройдут через короткозамыкающий линию проводник (как если бы другого заряда не было), т. е. знак зарядов в каждом из проводов изменится на обратный, но вместе с тем изменится и направление движения зарядов по проводам (рис. 122) и, следовательно, направление токов в проводах останется неизменным. Поэтому если

условия отражения на двух концах отрезка линии различны, то картина в отрезке линии не будет повторяться через тот промежуток времени, за который импульс проходит по отрезку линии 1 раз туда и обратно.

На самом деле положим, что мы посылаем с разомкнутого левого конца линии (рис. 123,*а*) такой импульс, при котором заряд верхнего провода положителен, а нижнего — отрицателен. После отражения от короткозамкнутого правого конца знаки зарядов изменятся на обратные (рис. 123,*б*), а при отражении от разомкнутого левого кон-

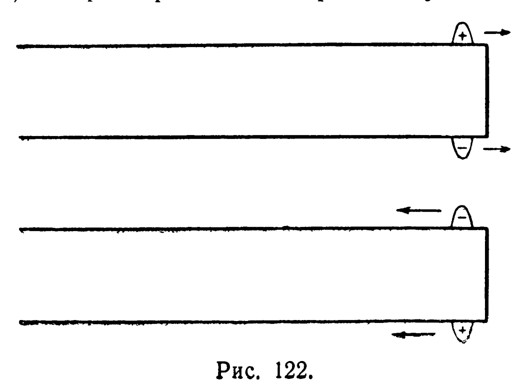


Рис. 122.

ца знаки зарядов не изменятся (рис. 123,*в*). Следовательно, через промежуток времени $T_0=2l/v$ от левого конца пойдет не такой же импульс, как в начальный момент, а обратной полярности, т. е. процесс еще не повторяется. Только после того, как импульс второй раз отразится от короткозамкнутого правого конца (рис. 123,*г*) и, изменив полярность, дойдет до левого конца и снова от него отразится (рис. 123,*д*), процесс начнет повторяться. Поэтому основной период собственных колебаний в отрезке линии с разными условиями отражения на концах оказывается вдвое бо́льшим, чем в таком же отрезке линии с одинаковыми условиями отражения на концах, т. е.

$$T_1=\frac{4l}{v}.$$

Соответственно частота основного колебания равна $v/4l$. Она совпадает с той наинизшей частотой, при которой наблюдается резонанс в отрезке линии с разными условиями отражения на концах.

Что касается гармоник собственных колебаний в отрезке линии с разными условиями отражения на концах, то их также можно возбудить при помощи импульсов, повторяющихся через промежутки времени T_1/n, где n — номер гармоники. Однако не всякую гармонику можно так возбудить. Если по прошествии времени $T_1/2$ после первого импульса мы сообщим линии второй импульс, то он погасит первый, который как раз в этот момент, имея обратную полярность, отражается от левого конца (рис. 123,*в*).

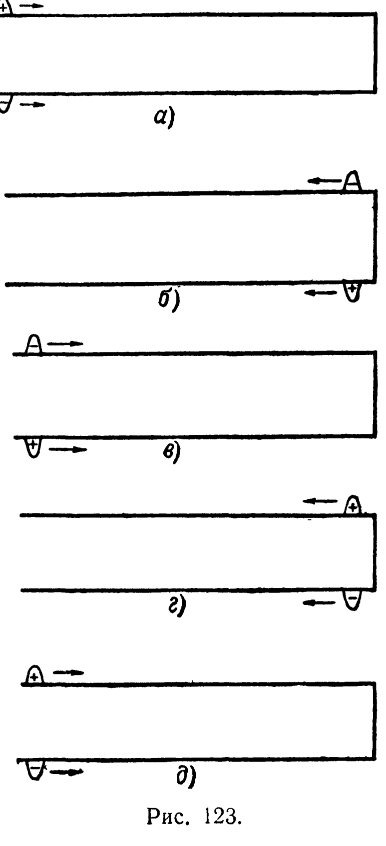


Рис. 123.

Подобные рассуждения убеждают нас, что со всеми четными гармониками дело обстоит так же, как со второй, и возбуждать в линии можно только нечетные гармоники. Таким образом, в случае разных условий отражения на концах отрезка линии в нем могут быть возбуждены, помимо основных собственных колебаний с частотой $v/4l$, только нечетные гармоники. Соответственно и резонанс в отрезке линии с различными условиями отражения на концах наблюдается, как мы убедились выше, только на этих частотах $nv/4l$, где n — нечетное число.

Итак, резонанс в отрезках длинных линий, так же как в колебательных контурах, наблюдается именно на частотах собственных колебаний отрезка линии. Всякий отрезок в этом смысле подобен колебательному контуру с тем, однако, существенным различием, что колебательный контур обладает лишь одной частотой собственных колебаний (а связанные колебательные контуры обладают несколькими частотами связи, число которых равно числу конту-

ров) и на этой одной частоте (или на нескольких частотах для связанных контуров) наблюдается резонанс.

Отрезок же длинной линии обладает, как мы видели, бесконечным числом собственных колебаний с различными частотами, кратными частоте основного собственного колебания. Это можно объяснить, рассматривая отрезок линии как систему, содержащую бесконечно большое число колебательных контуров (рис. 124), каждый из которых состоит из емкости ΔC и индуктивности ΔL, равных соответственно емкости и индуктивности бесконечно малого участка линии. Частоты связи этих колебательных контуров, число которых бесконечно велико, и представляют собой частоты основного собственного колебания и всех гармоник отрезка длинной линии. Поэтому и число частот, на которых должен наблюдаться резонанс, бесконечно велико.

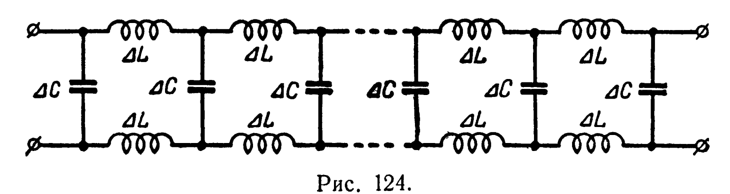


Рис. 124.

Но вследствие того, что по мере повышения частоты потери в данном отрезке линии неизбежно возрастают, на высоких частотах, когда на длине отрезка укладывается очень большое число длин волн, затухание в отрезке линии оказывается столь большим, что резонансных эффектов не наблюдается. Наоборот, на низких частотах, когда на отрезке линии укладывается лишь небольшое число четвертей длины волны, затухание в отрезках линий очень мало и резонансные эффекты бывают очень сильными.

На частотах выше 30—50 *Мгц*, т. е. для волн короче 10—6 *м*, обычные колебательные контуры неизбежно обладают значительным затуханием вследствие роста всех видов потерь с частотой, в особенности за счет роста потерь из-за поверхностного эффекта. Отрезки же линий на частотах выше 30 *Мгц* и вплоть до тысяч мегагерц обладают еще сравнительно малым затуханием. Поэтому на сверхвысоких частотах отрезки длинных линий обладают гораздо более высокой добротностью и гораздо лучшими резонансными свойствами, чем обычные колебательные контуры.

Рассмотрим теперь резонансные явления в отрезках длинных линий с энергетической точки зрения. В случае последовательного резонанса в одиночном колебательном контуре, когда амплитуда тока во всех сечениях контура одинакова, место включения источника э. д. с. не играет роли. Поступление энергии в колебательный контур определяется только соотношением между фазами э. д. с. и тока в контуре. А в случае резонанса в отрезке длинной линии амплитуды тока в проводах линии и напряжения между проводами изменяются вдоль отрезка в широких пределах, и поэтому условия поступления энергии из источника э. д. с. в отрезок линии зависят не только от соотношения между фазами э. д. с. и тока в линии, но и от места включения источника э. д. с. в отрезок линии.

С точки зрения фазовых соотношений наилучшие условия поступления энергии из источника остаются такими же, как в случае резонанса в колебательных контурах. При резонансе сдвиг фаз между э. д. с. и током, создаваемым источником, равен нулю и условия отдачи энергии источником оказываются наиболее благоприятными. В этих условиях мощность, отдаваемая источником э. д. с., равна $\frac{E_m I_m}{2}$, где E_m — амплитуда э. д. с. источника, а I_m — амплитуда тока, даваемого источником.

Условия, когда эта величина достигает максимума, рассмотрим опять для двух крайних случаев, когда внутреннее сопротивление R_i источника э. д. с. очень мало и когда оно очень велико. Как мы видели выше, в первом случае источник э. д. с. задает в той точке линии, в которую он включен, напряжение $U_m = E_m$ между проводами линии, а ток, даваемый источником, зависит от того, в какую точку линии включен источник э. д. с. Ясно, что мощность $\frac{E_m I_m}{2}$ будет наибольшей, когда при заданном E_m будет наибольшим I_m. Следовательно, чтобы получить наиболее благоприятные условия для передачи энергии, источник э. д. с., обладающий малым внутренним сопротивлением, должен быть включен в точку линии, где I_m наибольший, т. е. в пучность тока, с которой совпадает узел напряжения.

В другом случае, когда R_i источника э. д. с. очень велико, источник задает в той точке линии, в которую он

включен, ток $I_m = \frac{E_m}{R_i}$, а напряжение U_m на зажимах источника зависит от того, в какую точку линии он включен. Мощность $\frac{U_m I_m}{2}$ будет наибольшей, когда при заданном I_m будет наибольшим U_m. Следовательно, чтобы получить наиболее благоприятные условия для передачи энергии в отрезок линии, источник э. д. с., обладающий большим внутренним сопротивлением, должен быть включен в точку линии, где U_m наибольшее, т. е. в пучность напряжения, с которой совпадает узел тока.

Это те же самые результаты, к которым мы пришли выше, когда рассматривали наступление резонанса исходя из условий на концах линии. Как и в колебательных контурах, в отрезках длинных линий резонанс наступает тогда, когда создаются наиболее благоприятные условия передачи энергии из источника э. д. с. в отрезок линии. Если внутреннее сопротивление источника мало, то его выгодно включать в точку, где должны образоваться узел напряжения и пучность тока, а если внутреннее сопротивление источника э. д. с. велико, то его выгодно включать в точку, где должны образоваться пучность напряжения и узел тока.

Мы рассматривали до сих пор явления резонанса в отрезке линии, конец которой разомкнут или замкнут накоротко. В этом случае резонанс наступает при определенных частотах, значения которых связаны с длиной линии. Поэтому для получения резонанса нужно либо изменять частоту внешней э. д. с., либо менять длину линии. Иная картина получится, если в конце линии включено реактивное нагрузочное сопротивление (индуктивность или емкость), величину которого можно менять в известных пределах. Изменяя величину реактивного сопротивления нагрузки, можно в некоторых пределах изменять частоты собственных колебаний отрезка линии так, чтобы одна из этих частот совпала с неизменной частотой внешней э. д. с. Тогда будет достигнут резонанс без изменения длины линии и частоты внешней э. д. с.

Чтобы было понятно, почему изменение величины реактивного сопротивления, включенного в конец отрезка линии, изменяет частоты, на которых наступает резонанс, нужно рассмотреть отражение волн от конца линии, замкнутого на реактивное нагрузочное сопротивление. Преж-

де всего, так как в реактивном сопротивлении энергия не рассеивается, а только накапливается, а затем возвращается в линию, в линии не должно существовать постоянного потока энергии от источника к нагрузке. Значит, на конце линии должна возникать отраженная волна, которая несет обратно всю энергию, приносимую приходящей волной, а для этого амплитуда отраженной волны должна быть равна амплитуде волны, приходящей от источника. При этом в узлах амплитуды будут падать до нуля, т. е. в отрезке установится чистая стоячая волна.

В отношении амплитуды отраженной волны все происходит так же, как в линии, конец которой разомкнут или замкнут накоротко. Но фаза отраженной волны в случае реактивного сопротивления будет иной, нежели в случае разомкнутого или короткозамкнутого конца. В последних случаях амплитуда тока или амплитуда напряжения равна нулю на конце линии, а следовательно, соответственно либо электрическое, либо магнитное поле отраженной волны противоположно по фазе такому же полю приходящей волны.

А в случае реактивного нагрузочного сопротивления как амплитуда напряжения, так и амплитуда тока на конце линии отличны от нуля. Отношение этих амплитуд определяется величиной реактивного сопротивления нагрузки. Чтобы на конце линии получилось требуемое соотношение между амплитудами напряжения и тока, приходящая и отраженная волны должны быть определенным образом сдвинуты по фазе, причем этот сдвиг фаз отличен от π. На конце линии, в которой включено реактивное сопротивление, не может получиться ни узла напряжения, ни узла тока, а получится некоторая промежуточная точка стоячей волны (рис. 125). Расстояние d от нее до ближайшего узла (или пучности) зависит от сдвига фаз между приходящей и отраженной волнами на конце линии. Сдвиг фаз между приходящей и отраженной волнами меняется по мере удаления от конца линии за счет разности хода, равной удвоенному расстоянию от конца линии до рассматриваемой точки.

В тех точках линии, где сумма сдвига фаз, возникающего при отражении от реактивного сопротивления, и сдвига фаз, обусловленного разностью хода, станет равной π (или 0), образуется первый узел (или пучность). Дальше, как и в случае разомкнутой или короткозамкнутой на конце линии, одноименные узлы и пучности рас-

полагаются на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга. А так как сдвиг фаз, возникающий при отражении от реактивного сопротивления нагрузки, зависит от характера и величины этого сопротивления, то при изменении величины емкости или индуктивности сдвиг фаз, а значит, и положение первого от конца узла (или пучности) на линии меняется. Следовательно, изменяется и расстояние между первым от конца узлом и началом линии. Но ведь именно на этом расстоянии должно укладываться целое число четвертей волн (четное или нечетное в зависимости от условий отражения в начале линии), для того чтобы в линии наблюдался резонанс. Таким образом, изменение величины ре-

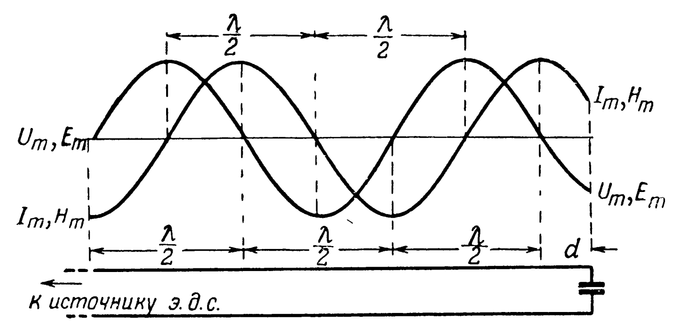


Рис. 125.

активного сопротивления, включенного в конец линии, так же как изменение длины линии, позволяет получить резонанс в отрезке длинной линии при фиксированной частоте внешней э. д. с.

Описанные выше явления возникновения стоячих волн и резонанса характерны не только для двухпроводных, но и для однопроводных линий. Как было уже отмечено (см. § 10), наличие двух проводов у линии приводит к тому, что электрическое и магнитное поля оказываются сосредоточенными в пространстве между проводами, вследствие чего электромагнитная волна распространяется вдоль линии. Двухпроводные линии, их комбинации и видоизменения применяются для передачи электромагнитной энергии вдоль проводов, но они очень слабо излучают электромагнитные волны (по тем же причинам, по которым энергия распространяется вдоль двухпроводной линии). Поэтому в качестве передающих и приемных антенн, служащих для излучения и приема электромагнитных волн, чаще всего

применяются однопроводные линии, в простейшем случае — диполи, которые мы рассматривали выше. Явления возникновения стоячих волн и резонанса в таких однопроводных линиях имеют важное значение для радиотехники.

Чтобы рассмотреть эти явления, нужно сопоставить свойства двухпроводной и однопроводной линии. Переход от двухпроводной линии к однопроводной можно себе представить следующим образом. Если взять отрезок двухпроводной линии, у которой начало подключено к ис-

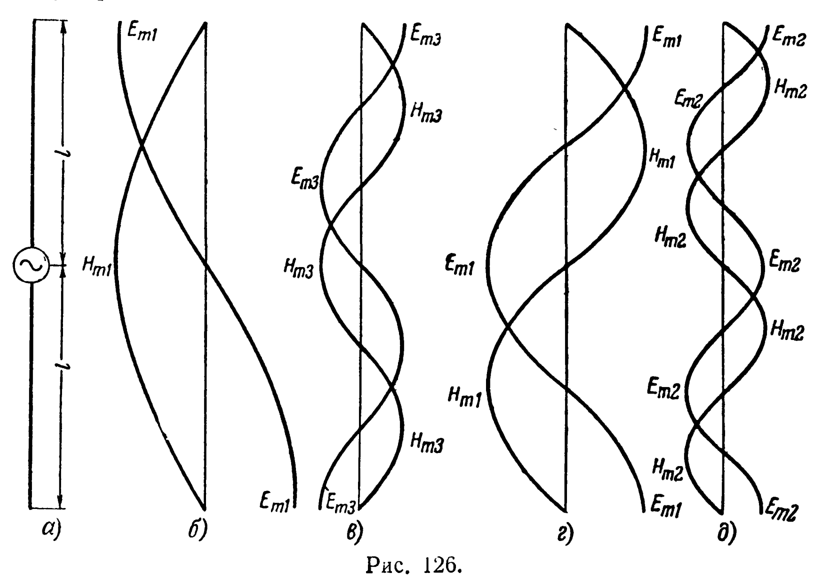


Рис. 126.

точнику э. д. с., а конец разомкнут (рис. 117), и раздвинуть провода линии так, чтобы они стали продолжением один другого (рис. 126,*а*), то получится симметричная однопроводная линия. Обычно с такими симметричными линиями или с линиями, которые сводятся к симметричным, именно приходится встречаться на практике. Как мы уже знаем (см. § 12), характер электромагнитного поля вокруг проводов подобной линии таков, что линия сильно излучает электромагнитные волны. Это скажется в том, что затухание линии заметно возрастет вследствие увеличения потерь на излучение, однако не настолько, чтобы явления возникновения стоячих волн и резонанса исчезли. Как и в случае двухпроводной линии, вдоль однопроводной линии распространяется бегущая электромагнит-

ная волна. Скорость распространения этой волны определяется, как и для двухпроводной линии, свойствами окружающего пространства, т. е. для однопроводной линии в воздухе скорость составит около 300 000 *км/сек.*

На концах линии электромагнитная волна отражается, вследствие чего в однопроводной линии образуются стоячие волны; при этом на концах линии, как и на концах разомкнутой двухпроводной линии, возникнут узлы тока и пучности напряжения. На расстоянии $\lambda/4$ от концов линии возникнут пучности тока и узлы напряжения, а затем через $\lambda/2$ одноименные узлы и пучности будут повторяться. Однако вследствие значительного затухания в однопроводной линии амплитуды в узлах тока и напряжения даже близко к концам линии заметно отличаются от нуля и по мере удаления от концов линии различие между амплитудами в узлах и пучностях становится все менее заметным. Иначе говоря, отчетливая картина стоячих волн наблюдается в однопроводных линиях только на участках, на которых укладывается лишь несколько длин волн, в то время как в хороших двухпроводных линиях можно отчетливо наблюдать стоячие волны на участках, на которых укладывается около сотни волн.

Так же как в разомкнутой двухпроводной линии, в симметричной однопроводной линии амплитуды стоячих волн, т. е. амплитуды в пучностях напряжения и тока, достигают наибольших значений при определенных частотах внешней э. д. с., для которых в средней точке линии должен получиться узел напряжения (и пучность тока), если внутреннее сопротивление источника мало и, наоборот, узел тока (и пучность напряжения), если внутреннее сопротивление источника велико. Поскольку на концах линии всегда возникают узлы тока и пучности напряжения, то для наступления резонанса вдоль половины длины линии от ее середины до конца в случае малого внутреннего сопротивления источника э. д. с. должно укладываться нечетное число $\lambda/4$, а на всей длине линии — нечетное число $\lambda/2$. В случае же большого внутреннего сопротивления источника при резонансе вдоль расстояния от середины до конца линии должно укладываться четное число $\lambda/4$, т. е. на всей длине линии — четное число полуволн. Иначе говоря, резонанс в однопроводной симметричной линии с общей длиной $2l$ возникает на частотах

$$f=\frac{v}{4l};\ \frac{3v}{4l};\ \frac{5v}{4l}\dots$$

или на длинах волн

$$\lambda = 4l;\ \frac{4l}{3};\ \frac{4l}{5}\dots,$$

если внутреннее сопротивление источника э. д. с. мало, и на частотах

$$f = \frac{v}{2l};\ \frac{v}{l};\ \frac{3v}{2l}\dots$$

или на длинах волн

$$\lambda = 2l;\ l;\ \frac{2l}{3};\dots,$$

если внутреннее сопротивление источника э. д. с. велико.

Распределение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей в стоячей волне для четырех из всех случаев, охватываемых приведенными формулами, изображено на рис. 126: в случае малого внутреннего сопротивления источника э. д. с.— для основного колебания (рис. 126,*б*) и третьей гармоники (рис. 126,*в*), в случае большого внутреннего сопротивления источника — для основного колебания (рис. 126,*г*) и второй гармоники (рис. 126,*д*).

Явления резонанса возникают в однопроводной линии не только в том случае, когда в линию включен источник э д. с. соответствующей частоты, но и в том случае, когда однопроводная линия находится в переменном поле электромагнитной волны, т. е. работает в качестве приемной антенны. Отличие этого случая от первого состоит лишь в том, что электрическое поле волны, направленное вдоль линии (или составляющая поля в этом направлении), действует на все участки линии, т. е. э. д. с., возбуждающая колебания в линии, не сосредоточена в одной точке линии, а распределена вдоль всей линии. Как и в случае э. д. с., сосредоточенной в одной точке линии, если частота падающей волны совпадает с одной из собственных частот линии, то приходящая волна может возбудить в линии интенсивные вынужденные колебания и в линии установится стоячая волна с таким же распределением узлов и пучностей, как у того собственного колебания, к частоте которого близка частота приходящей волны.

Однако в отличие от случая э. д. с., сосредоточенной в одной точке, в рассматриваемом случае требуется учи-

тывать, в какой фазе действует поле волны на разных участках линии. В простейшем случае, когда электромагнитная волна распространяется в направлении, перпендикулярном однопроводной линии *ОЛ* (рис. 127,*а*), ее электрическое поле действует в одинаковой фазе на всех участках линии, так как последняя лежит в плоскости, совпадающей с фронтом волны *MN*. Если при этом частота волны совпадает с частотой основного собственного колебания в линии, то должна возникнуть стоячая волна с узлами тока на концах и пучностью тока в середине (рис. 127,*б*), и изменения тока во всей линии будут происходить в одинаковой фазе. Поэтому для всех участков линии может быть соблюдено условие, что фаза действующей на данном участке линии э. д. с., создаваемой полем приходящей волны, совпадает с фазой тока в этом участке линии (так как и у э. д. с. и у тока фазы одинаковы вдоль всей линии). При этом условии в линии возникает стоячая волна большой амплитуды и линия получает больше всего энергии от приходящей волны.

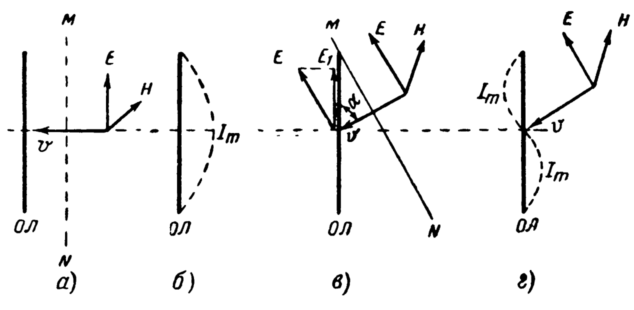


Рис. 127.

Если же падающая волна приходит не под прямым углом к однопроводной линии *ОЛ*, а наклонно (рис. 127,*в*), то фаза волны, а значит, и фаза возбуждаемой ею э. д. с. в разных точках линии различны, вследствие того что фронт волны *MN* достигает разных участков линии в разные моменты времени. Условия возбуждения стоячей волны будут менее благоприятными, чем в случае ее прихода под прямым углом. К тому же и действует вдоль линии не вся напряженность электрического поля приходящей волны E, а лишь ее составляющая E_1. Вследствие этих двух причин амплитуда возбуждаемой в линии стоячей волны будет меньше, чем в случае падения ее под пря-

мым углом, и линия получит от приходящей волны меньше энергии. Обе указанные причины действуют тем сильнее, чем острее угол α между направлением распространения волны и линией, и тем хуже линия принимает приходящую волну.

Когда частота приходящей волны совпадает не с основной частотой собственных колебаний в линии, а с одной из гармоник, то вдоль длины линии должна установиться стоячая волна, на которой укладывается не одна, а несколько полуволн, например для второй гармоники — две полуволны (рис. 127,*г*). Но в двух соседних полуволнах, как мы знаем, токи находятся в противофазе. Это приводит к тому, что если волна падает под прямым углом к линии, а значит, фаза э. д. с., создаваемой полем волны, во всех участках линии одна и та же, то уже не может быть соблюдено условие, чтобы э. д. с. и ток совпадали по фазе во всех участках линии. Если бы на участке одной полуволны эти фазы совпадали, то на участке другой полуволны они были бы противоположными, т. е. первая половина линии получала бы энергию от приходящей волны, а вторая половина линии столько же энергии отдавала бы волне. При таких условиях приходящая волна не возбудит стоячей волны в линии.

А если волна приходит не под прямым углом к линии, а наклонно, то фаза волны, а значит и фаза возбуждаемой ею э. д. с. для разных точек линии различны. Это различие в фазе тем больше, чем больше отклоняется угол прихода волны α от прямого. Получающийся сдвиг фаз делает более благоприятными условия возбуждения стоячей волны, так как сдвиг фаз между э. д. с. в разных участках линии частично компенсирует сдвиг фаз между токами в двух полуволнах. Поэтому падающая наклонно (в пределах некоторого угла) волна может возбудить в линии стоячую волну, соответствующую второй гармонике собственных колебаний в линии.

Таким образом, в отличие от рассмотренного первого случая приема волны, длина которой вдвое больше длины линии, в случае волны, длина которой равна длине линии, эта линия лучше всего принимает волну, приходящую наклонно под некоторым углом, и не принимает волну, приходящую под прямым углом к линии. Вообще в зависимости от соотношения между длиной волны и длиной линии последняя по-разному принимает волны, приходящие с разных направлений.

Глава четвертая

ПЕРЕДАЧА И ПРИЕМ РАДИОВОЛН

32. РАДИОСИГНАЛЫ

В предшествующих главах были рассмотрены те физические явления, на которых основаны методы передачи и приема сигналов по радио. Однако при практическом осуществлении этих методов в описанных выше физических явлениях часто возникают некоторые особенности. Эти специфические особенности процесса передачи и приема сигналов по радио и связанные с ними изменения в характере описанных физических явлений будут рассмотрены в настоящей главе.

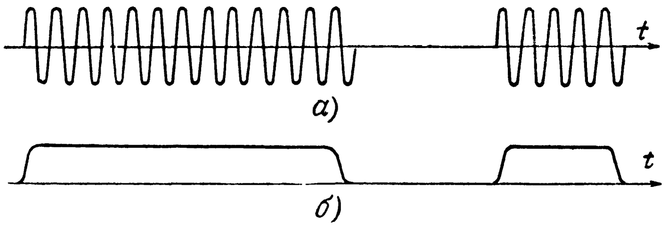


Рис. 128.

Первая из особенностей состоит в том, что гармоническая электромагнитная волна (а именно такие волны мы рассматривали выше) не передает сигналов. Она не несет с собой никакой информации, кроме указания на то, что передающая станция эту волну излучает. Чтобы передать сигналы, нужно вносить в характер излучаемой волны какие-то изменения, соответствующие тем сигналам, которые должны быть переданы. С другой стороны, приемное устройство должно обладать способностью эти изменения в характере принимаемой волны снова превращать в сигналы.

Например, в простейшем случае передачи по радио телеграфных сигналов азбуки Морзе достаточно включать и выключать передатчик в соответствии с подлежащими передаче точками и тире азбуки Морзе, т. е. посылать отдельные группы (пакеты) радиоволн разной продолжительности (рис. 128,*а*). Если приемник снабжен устройством, превращающим эти группы волн в электрические токи соответствующей продолжительности (рис. 128,*б*), то тем са-

мым передаваемые сигналы азбуки Морзе будут воспроизведены в приемнике.

В более сложном случае радиотелефонной передачи, т. е. передачи звуков, сигналы представляют собой звуковые колебания тех или иных частоты, амплитуды и продолжительности. С помощью микрофона, как в обычном телефоне, передаваемые звуковые колебания превращаются в электрические, которые и должны как-то изменять характер излучаемых передатчиком электромагнитных волн. Например, можно сделать так, чтобы амплитуда из-

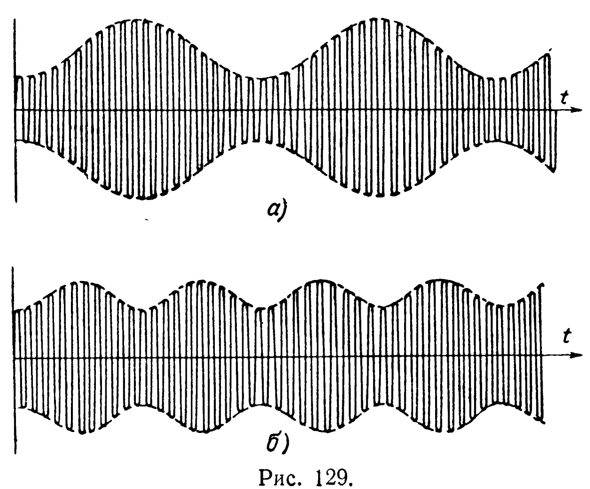


Рис. 129.

лучаемой волны изменялась в соответствии с изменениями напряжения, получаемого от микрофона. Для этого напряжение, получаемое от микрофона, должно управлять амплитудой колебаний радиопередатчика, питающего антенну. Тогда каждому передаваемому звуковому колебанию будет соответствовать электромагнитная волна с периодически меняющейся амплитудой, причем частота этих изменений будет соответствовать частоте передаваемого звука, а пределы изменений амплитуды волны — громкости передаваемого звука. В качестве примера на рис. 129 приведены графики двух колебаний, одно из которых (рис. 129,*а*) промодулировано по амплитуде громким звуком низкого тона, а другое (рис. 129,*б*) — более слабым звуком более высокого тона (т. е. более высокой частоты).

Волна, амплитуда которой изменяется по какому-либо закону, возбуждает в приемной антенне электрические ко-

лебания, амплитуда которых изменяется по тому же закону. Если приемник снабжен детектором, превращающим эти высокочастотные колебания в электрическое напряжение, величина которого пропорциональна амплитуде принимаемых колебаний, то питаемый этим напряжением телефон или громкоговоритель воспроизведет передаваемые звуки.

Так как частоты звуковых колебаний всегда много ниже, чем частоты радиоволн, то изменения амплитуды волны в рассмотренном случае происходят сравнительно медленно, т. е. амплитуда волны успевает заметно измениться только на протяжении не очень малого числа периодов волны. Такие медленные изменения характера колебаний или волны называются модуляцией, а сами колебания и волны — модулированными. Если, как в рассмотренном случае, происходят изменения амплитуды волны, то модуляция называется амплитудной.

Изменения амплитуды излучаемой волны являются одним из возможных, но не единственным способом передачи сигналов с помощью радиоволн. Можно, например, изменять частоту передаваемой волны так, чтобы изменение частоты соответствовало громкости передаваемого звука. В таком случае модуляция называется частотной.

Этот вид модуляции иллюстрирует рис. 130, на котором приведены графики двух колебаний, одно из которых (рис. 130,*а*) промодулировано по частоте низким звуком большой амплитуды, а другое (рис. 130,*б*) — более высоким звуком меньшей амплитуды. Для наглядности на рисунках изображены гораздо бóльшие и более быстрые изменения частоты, чем практически применяемые для передачи сигналов с помощью частотной модуляции.

Чтобы радиоприемник воспроизвел звуковые сигналы, передаваемые с помощью частотной модуляции, его необходимо снабдить устройством, превращающим изменения частоты в электрические сигналы. Самым простым из таких устройств является колебательный контур достаточно высокой добротности, который настраивается так, чтобы изменения частоты волны, а значит, и частоты действующего на контур напряжения происходили в пределах от f_1 до f_2, соответствующих одному из склонов кривой резонанса (рис. 131). Тогда изменения частоты воздействующего на колебательный контур напряжения вызовут изменения амплитуды вынужденных колебаний в контуре. Та-

ким образом, частотная модуляция принимаемой волны вызовет появление амплитудной модуляции вынужденных колебаний в приемном контуре, причем закон этой амплитудной модуляции будет совпадать с законом частотной модуляции волны передаваемыми сигналами. После этого сигналы могут быть воспроизведены с помощью детектора так же, как и в случае амплитудной модуляции.

Помимо амплитудной и частотной модуляции, возможны и другие методы модуляции волны передаваемыми сигналами. Но независимо от характера модуляции всякая

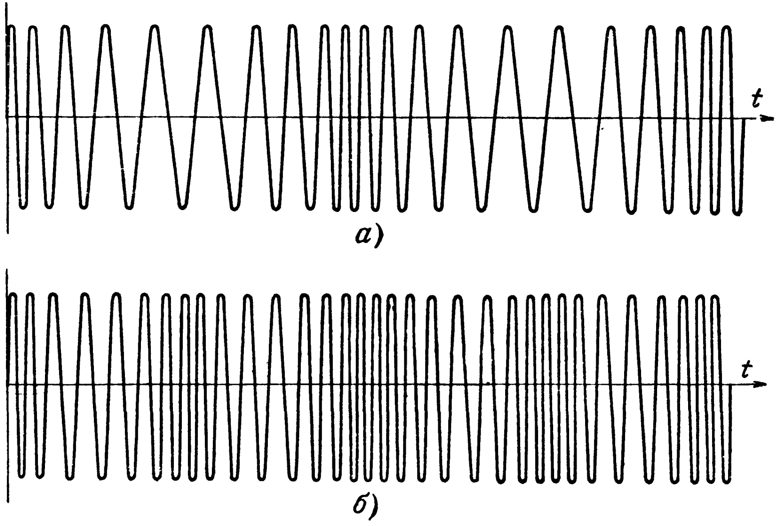


Рис. 130.

модулированная волна уже не является гармонической волной и спектр ее содержит более чем одну гармоническую составляющую. Сказанное относится, конечно, не только к спектру модулированной волны, но и к спектру тех колебаний передатчика, которые эту волну создают, и к спектру тех вынужденных колебаний, которые приходящая модулированная волна создает в приемнике.

Эти колебания должны быть промодулированы так же, как и несущая сигналы волна, для того чтобы сигналы без искажений были переданы от передатчика к приемнику. Следовательно, во всех трех случаях закон модуляции должен быть один и тот же, а значит, модулированные колебания в передатчике, модулированная волна и модулированные колебания в приемнике должны иметь один и

тот же спектр. Поэтому можно говорить о спектре радиосигнала, независимо от того, идет ли речь о модулированных колебаниях в антенне передатчика, или о модулированной волне, или, наконец, о модулированных колебаниях в антенне приемника. При этом под радиосигналом понимают высокочастотное колебание или волну, промодулированные более низкочастотными колебаниями, представляющими собой собственно передаваемые сигналы.

Как частота высокочастотного модулируемого колебания, которая определяется длиной волны, применяемой для передачи радиосигналов, так и частота более низкочастотных модулирующих колебаний, зависящая от характера передаваемых сигналов, могут изменяться в широких пределах. Но, как будет показано ниже, частота модулирующих колебаний должна быть значительно ниже частоты модулируемого колебания. Вследствие этого во всех случаях модуляции модулируемое колебание называют высокочастотным, а модулирующее — низкочастотным независимо от того, какие конкретные значения имеют обе частоты в том или другом случае передачи радиосигналов.

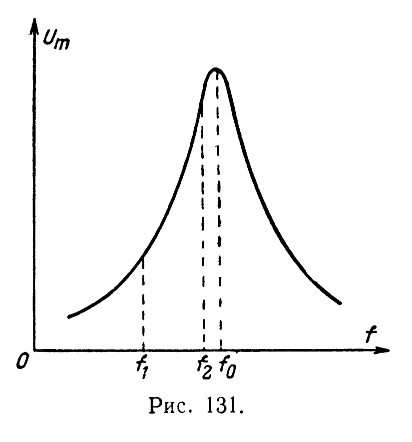


Рис. 131.

В простейшем случае амплитудной модуляции, когда амплитуда колебания меняется по гармоническому закону, т. е. в случае передачи звука, представляющего собой чистый музыкальный тон неизменных амплитуды и высоты, спектр радиосигнала, как указывалось ранее (см. § 27), содержит три составляющие с частотами f_0, $f_0 - F$ и $f_0 + F$, где f_0 — «несущая частота» (частота колебаний, которые модулируются), а F — частота модуляции (частота передаваемого звукового тона). Частоты $f_0 - F$ и $f_0 + F$, лежащие ниже и выше несущей частоты, называются соответственно нижней и верхней боковыми частотами. Амплитуды колебаний этих боковых частот A_1 и A_2 всегда меньше амплитуды колебания несущей частоты A. Спектр радиосигнала для рассматриваемого случая изображен на рис. 132,*а*.

В случае более сложных звуков, а не одного чистого музыкального тона, как в первом случае, спектр радиосигнала, передающего сложный звук, также становится более сложным. Число колебаний боковых частот увеличивается и располагаются они близко друг к другу. При передаче разных звуков состав спектра сигнала все время изменяется и боковые колебания занимают некоторые полосы частот: нижнюю от $f_0 - F_{макс}$ до $f_0 - F_{мин}$ и верхнюю от $f_0 + F_{мин}$ до $f_0 + F_{макс}$, где f_0 — несущая частота, $F_{мин}$ — самая низкая, а $F_{макс}$ — самая высокая из частот передаваемых звуковых колебаний. На рис. 132,*б* схематически

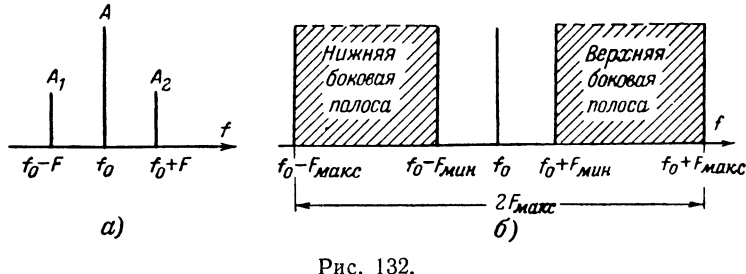


Рис. 132.

изображено расположение частот спектра в данном случае. Таким образом, общая ширина полосы спектра передаваемого радиосигнала определяется наивысшей частотой $F_{макс}$ всех подлежащих передаче звуковых колебаний и составляет $2F_{макс}$. Обычно при передаче звуков по радио не требуется передавать колебаний с частотами выше 4 — 5 *кгц* и общая ширина полосы спектра радиосигналов не превышает 8 — 10 *кгц*.

Для частотной модуляции характер спектра оказывается более сложным, чем в случае амплитудной модуляции, и общая ширина полосы частот спектра радиосигналов зависит не только от наивысшей частоты модуляции, но и от пределов, в которых изменяется частота колебаний под действием передаваемого сигнала. В тех случаях, когда частота модуляции высока, а пределы изменений частоты колебаний невелики, т. е когда при модуляции частота колебаний изменяется с большой скоростью, но на небольшую величину, можно считать, что общая ширина полосы спектра радиосигналов, так же как и в случае амплитудной модуляции, определяется наивысшей частотой передаваемых звуковых колебаний.

Принципиально так же обстоит дело и при передаче телевизионных сигналов. Общая ширина спектра телевизионных радиосигналов определяется наибольшей частотой колебания, содержащихся в передаваемом телевизионном сигнале. Но в отличие от радиотелефонии в телевидении эта частота очень велика. Дело в том, что каждое изображение при передаче разбивается на отдельные элементы, и для того чтобы изображение получилось достаточно точным и детальным, число этих элементов должно быть очень большим. В современном телевидении передаваемое изображение разбивается более чем на 100 тыс. отдельных элементов. Для получения слитного движущегося изображения, в котором движение происходит не скачками, а плавно, необходимо передавать (как в кино) не менее 15—20 изображений в секунду. Поэтому в телевидении передается несколько миллионов отдельных элементов в секунду. Каждому из элементов изображения соответствует амплитуда волны, пропорциональная яркости передаваемого элемента. Следовательно, амплитуда телевизионных радиосигналов может изменяться несколько миллионов раз в секунду. Наибольшая частота модуляции при передаче телевидения достигает нескольких мегагерц. Этим и определяется общая ширина спектра телевизионных радиосигналов.

Наивысшая частота модуляции, характерная для данного сигнала, не только определяет ширину спектра радиосигналов, но и накладывает определенные ограничения на выбор длины волны, при помощи которой эти сигналы могут быть переданы. Так как частота модуляции должна быть значительно меньше несущей частоты, то чем выше частота передаваемых сигналов, тем выше должна быть несущая частота, т. е. тем короче должна быть длина волны. Поскольку при передаче телевизионных сигналов частота модуляции достигает нескольких мегагерц, то для передачи телевидения пригодны несущие частоты не ниже 30—40 *Мгц*, т. е. волны короче 10—8 *м* (ультракороткие волны).

Радиосигнал с данной шириной спектра может пройти через весь тракт радиопередачи и радиоприема, т. е. цепи передатчика и передающую антенну с одной стороны, приемную антенну и цепи приемника — с другой, только при условии, что все эти цепи имеют полосы пропускания не меньшие, чем ширина спектра передаваемого сигнала. В противном случае часть гармонических составляющих спектра радио-

сигнала не будет воспроизведена в приемнике, и тогда возникнут искажения формы передаваемых сигналов, т. е. искажения звука при радиотелефонии и искажения изображения при телевидении. Следовательно, все резонансные контуры, содержащиеся в цепях передатчика и приемника, а также передающая и приемная антенны, которые в большинстве случаев являются резонансными системами, так как в них обычно возникает режим стоячих волн, должны обладать достаточно широкой полосой пропускания. Но, с другой стороны, резонансные системы должны обладать достаточно высокой добротностью для того, чтобы использование явления резонанса давало большой эффект и позволяло выделить нужную радиостанцию среди всех других.

Таким образом, от резонансных цепей передатчика и приемника требуются одновременно и высокая добротность и широкая полоса пропускания. Эти оба требования одновременно могут быть выполнены тем лучше, чем выше несущая частота f_0. В самом деле, как уже указывалось (см. § 25), относительная ширина полосы пропускания $\Delta f/f_0$ связана с добротностью Q соотношением $\Delta f/f_0=1/Q$. Но при передаче радиосигналов всегда требуется обеспечить заданную абсолютную полосу пропускания Δf, которая определяется наивысшими частотами модуляции. Из приведенного соотношения видно, что при заданной абсолютной ширине полосы пропускания Δf добротность Q тем больше, чем выше f_0. Иначе говоря, для того чтобы можно было применять резонансные системы с высокой добротностью, относительная полоса пропускания $\Delta f/f_0$ должна быть мала. А последнее требование и означает, что частота модулирующих колебаний должна быть много ниже частоты модулируемых колебаний.

33. АНТЕННЫ

Другой из упомянутых в начале § 32 особенностей процесса передачи и приема радиосигналов является то, что как передающая, так и приемная антенны в большинстве случаев расположены близко к поверхности земли. Исключение составляют случаи радиосвязи с самолетами, искусственными спутниками Земли и т. п. Поэтому в реальных условиях вследствие влияния земли картина излучения и приема радиоволн антеннами часто оказывается существенно отличной от той, которая была описана выше.

Рассмотрим сначала те изменения, которые вызывает земля в характере излучения радиоволн передающей антенной. Затем результаты этого рассмотрения перенесем на приемные антенны. Начнем с часто встречающегося случая, когда передающая антенна находится над землей на расстоянии, небольшом по сравнению с длиной волны. Учесть влияние земли, как и всякого электрического проводника, каким земля является, на характер излучения передающей антенны можно при помощи «метода зеркальных изображений».

Если поместить в некоторой точке A над плоской поверхностью сплошного проводника $П$ электрический заряд $+Q$ (рис. 133), то он вызовет появление индуцированных зарядов на поверхности проводника, аналогичное появлению зарядов на поверхности электрического экрана (см. § 2). Между зарядом и проводником возникнет электрическое поле, характер которого можно определить следующим образом. Уберем проводник и поместим в точке A' (рис. 134), расположенной симметрично с точкой A относительно поверхности проводника OO', заряд $-Q$, равный по величине заряду $+Q$, но противоположный по знаку. Этот заряд называют зеркальным электрическим изображением заряда $+Q$, так как точка A' была бы изображением точки A в зеркале, совпадающем с поверхностью проводника.

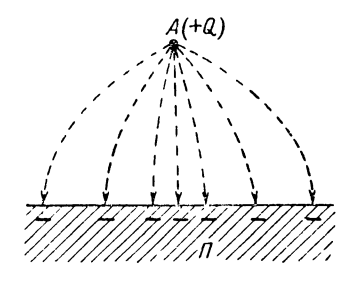


Рис. 133.

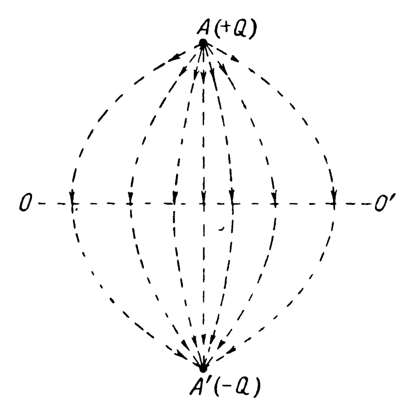


Рис. 134.

Из соображений симметрии ясно, что электрическое поле между зарядами $+Q$ и $-Q$ в области между зарядом $+Q$ и плоскостью OO' совершенно подобно полю между зарядом $+Q$ и поверхностью проводника. Таким образом, чтобы учесть влияние проводника с плоской поверх-

ностью на характер электрического поля зарядов, расположенных над этой поверхностью, достаточно ввести соответствующие зеркальные электрические заряды.

Пользуясь этим методом, легко определить влияние земли на характер излучения однопроводной линии, расположенной над поверхностью земли.

Рассмотрим два основных случая, когда однопроводная линия расположена над поверхностью земли вертикально и горизонтально. Если в нижний конец вертикально расположенной однопроводной линии включить один

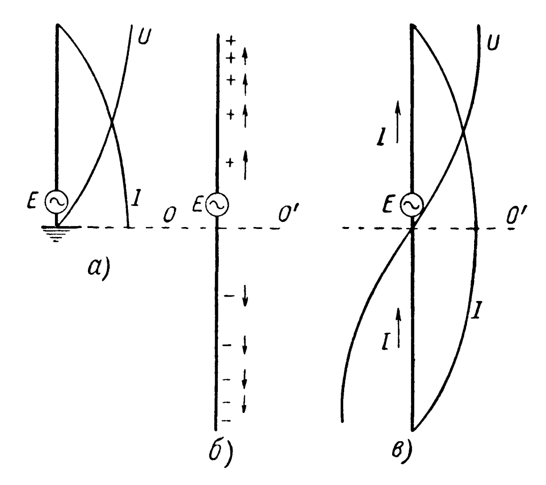


Рис. 135.

полюс источника переменной э. д. с. E, а второй его полюс соединить с землей (рис. 135,*а*) то в линии будут двигаться электрические заряды. Влияние земли можно учесть, считая, что под поверхностью земли в каждый момент существуют зеркальные изображения этих зарядов (рис. 135,*б*). Движению зарядов в линии соответствует движение зеркальных зарядов в противоположном направлении; например, если заряд в линии движется вверх, то его зеркальное изображение движется вниз, так как расстояния до поверхности земли от заряда и от его зеркального изображения должны быть все время одинаковыми. Поскольку знаки заряда и его зеркального изображения противоположны и движутся они в противоположные стороны, то движение зеркальных изображений зарядов соответствует токам того же направления, в каком текут то-

ки в линии. Но именно так, как мы видели, располагаются заряды и токи в симметричной однопроводной линии.

Следовательно, распределение зарядов и токов в расположенной вертикально над землей однопроводной линии, к нижнему концу которой присоединен источник переменной э. д. с., совершенно аналогично распределению зарядов и токов в верхней половине симметричной однопроводной линии вдвое большей длины в отсутствие земли (рис. 135,*в*). Поэтому электрическое и магнитное поля, создаваемые однопроводной заземленной линией, совершенно аналогичны полям, создаваемым в верхней половине пространства (над плоскостью OO') симметричной однопроводной линией. А так как характер излучения последней нам известен (см. § 12), то можно сразу сказать,

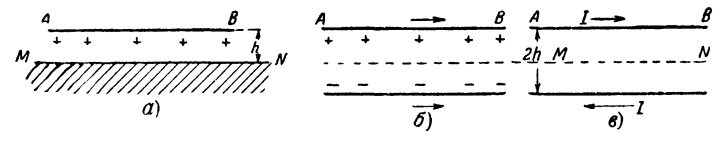


Рис. 136.

как излучает заземленная однопроводная линия. Сильнее всего она излучает в горизонтальной плоскости, т. е. вдоль поверхности земли, и притом одинаково во всех направлениях. Под углом к горизонту она излучает тем слабее, чем больше этот угол, а в вертикальном направлении она не излучает вовсе.

Такой характер излучения больше всего пригоден для передачи радиосигналов передающей станцией приемным станциям, находящимся вокруг передающей на поверхности земли. Вследствие этого вертикальные антенны с заземленным нижним концом, т. е. с источником э. д. с., включенным между нижним концом линии и землей, широко применяются в качестве передающих антенн в радиовещательных станциях.

Рассмотрим теперь характер излучения радиоволн однопроводной линией AB, расположенной над поверхностью земли MN горизонтально (рис. 136,*а*). В этом случае зеркальные изображения зарядов движутся в том же направлении, в каком движутся сами заряды в линии (рис. 136,*б*), так как заряд и его зеркальное изображение должны находиться на одном и том же перпендикуляре к поверхности земли. А поскольку заряды и их зеркальные

изображения имеют противоположные знаки, то движение зеркальных изображений зарядов соответствует токам, направленным навстречу токам, текущим в линии. Но именно так распределяются заряды и токи в двухпроводной линии. Следовательно, однопроводная линия, расположенная над поверхностью земли на высоте h, излучает так же, как излучала бы в отсутствие земли двухпроводная линия, провода которой расположены в вертикальной плоскости на расстоянии $2h$ друг от друга (рис. 136,*в*). Поэтому электромагнитное поле, создаваемое однопроводной горизонтальной линией, подобно электромагнитному полю, создаваемому двухпроводной линией в верхней половине пространства (над плоскостью MN).

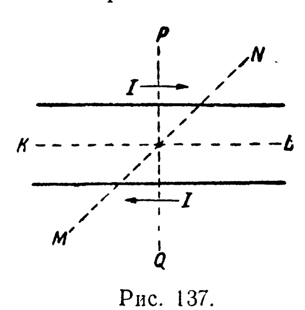


Рис. 137.

На основании соображений, приведенных в § 12, можно сразу сказать, каким должен быть характер излучения двухпроводной линии. В горизонтальных направлениях KL, MN и др. (рис. 137) излучение полностью отсутствует, так как в направлении KL провода линии вообще не излучают, а в направлении MN оба провода линии излучают в противофазе, вследствие того что токи в проводах текут навстречу. В направлении, перпендикулярном линии и лежащем в плоскости проводов линии (т. е. в направлении PQ на рис. 137), излучение линий обусловлено тем, что между излучением обоих проводов существует сдвиг фаз, соответствующий разности хода, равной расстоянию $2h$ между проводами. Этот сдвиг фаз $\varphi=2\pi 2h/\lambda$ мал, пока $2h \ll \lambda$, и следовательно, излучение в направлении P становится заметным, только когда величина $2h$ становится сравнимой с длиной волны.

Как видно из сказанного, в случае антенны, расположенной над землей, только вертикальные провода антенны излучают электромагнитные волны вдоль земли. Горизонтальные же провода могут излучать волны только под углом к горизонту. Но горизонтальные провода антенны, не излучая сами вдоль поверхности земли, способствуют более сильному излучению волн вертикальными проводами. Дело в том, что в однопроводной линии, состоящей из вертикального и горизонтального проводов, например в

Г-образной антенне, устанавливается такая же стоячая волна, как и в заземленном вертикальном проводе (рис. 138). На нижнем заземленном конце вертикального провода устанавливаются пучность тока и узел напряжения, а на дальнем конце горизонтального провода — узел тока и пучность напряжения. Поэтому в верхнем конце вертикальной части, т. е. в точке A, амплитуда тока еще далеко не равна нулю и тем больше, чем больше горизонтальная часть антенны.

Следовательно, если сравнивать вертикальную антенну и антенну такой же высоты (а, значит, большей длины), имеющую горизонтальную часть, то при одинаковом токе в пучности обеих антенн амплитуда тока во всех других точках вертикального провода антенны с горизонтальной частью больше, чем в лежащих на той же высоте точках вертикальной антенны. А так как излучаемая прямолинейным отрезком провода мощность тем больше, чем больше амплитуда тока в нем, то в антенне, имеющей горизонтальную часть, вертикальная часть излучает сильнее, чем антенна той же высоты без горизонтальной части. Поэтому передающие антенны часто снабжают сильно развитой горизонтальной частью.

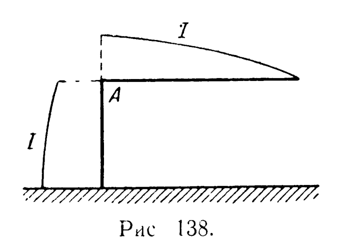


Рис 138.

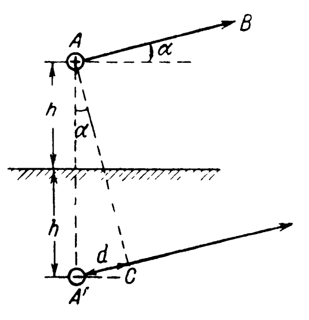


Рис. 139.

Если антенна расположена над землей на высоте h, большей по сравнению с длиной волны λ, то картина существенно изменяется. На рис. 139 показана такая антенна A, расположенная перпендикулярно плоскости чертежа. Вдоль поверхности земли горизонтальная антенна попрежнему не излучает волн, так как антенна A и ее зеркальное изображение A' излучают волны в противоположных фазах (речь идет о направлении, перпендикулярном антенне, а вдоль своего направления ни антенна, ни ее зеркальное изображение вообще не излучают). Как и при $h \ll \lambda$, до любой точки, лежащей на поверхности земли,

обе волны, идущие от A и A', проходят одинаковые пути, т. е. приходят в эту точку в противоположных фазах, и гасят друг друга. Вследствие этого и при $h > \lambda$ горизонтальная антенна не излучает волн вдоль поверхности земли. Но для удаленной точки, расположенной над поверхностью земли в направлении AB, образующем угол α с поверхностью земли, волны от A и A' проходят разные пути.

Для того чтобы найти разность этих путей (разность хода) d, нужно опустить перпендикуляр AC из точки A на направление волны, идущей из A'. Тогда $d = A'C$. Если расстояние $AA' = 2h$ во много раз больше длины волны, то уже под малым углом α разность хода достигает $\lambda/2$ и за счет этого между волнами, идущими от A и A', появляется сдвиг фаз, равный π. А так как излучаются обе волны в противоположных фазах, то в удаленные точки, расположенные в направлении AB, волны приходят в одинаковой фазе, т. е. в этом направлении антенна сильно излучает. Под бóльшими углами α лежит еще ряд направлений, в которых антенна и ее зеркальное изображение посылают волны в одинаковой фазе.

Чем больше отношение h/λ, тем меньше угол α и тем сильнее «прижимается» излучение к поверхности земли. Именно это характерно для передающих телевизионных антенн. Так как передача телевидения происходит на волнах с длиной порядка 5 *м*, а высота, на которой устанавливаются антенны телецентров, обычно превышают 100 *м*, то угол α очень мал, т. е. волны, излучаемые передающими телевизионными антеннами, распространяются практически вдоль поверхности земли.

Как видим, влияние земли приводит к тому, что антенна в разных направлениях излучает волны по-разному: в одних направлениях излучаемая мощность возрастает, в других — уменьшается. Аналогичное влияние на характер излучения могут оказать и другие расположенные поблизости от антенны проводники. Под действием электромагнитного поля антенны в этих проводниках возникают такие же высокочастотные токи, как в антенне, однако сдвинутые по фазе относительно тока в антенне.

Вследствие этого волны, излучаемые антенной и расположенным поблизости проводником, сдвинуты по фазе. В тех направлениях, в которых разность хода компенсирует этот сдвиг фаз, амплитуда излучаемой волны получается наибольшей. А в направлениях, в которых разность

хода такова, что обе волны (излучаемые антенной и расположенным поблизости проводником) оказываются в противофазе, амплитуда результирующей волны получается наименьшей. При надлежащем выборе расположения и размеров окружающих антенну проводников можно добиться того, что антенна излучает волны только в пределах некоторого угла и не излучает их в других направлениях.

Такие направленные антенны можно осуществить и другими методами, например возбуждая от одного генератора не одну антенну, окруженную другими проводами, а ряд антенн, расположенных определенным образом (обычно на расстоянии половины длины волны друг от друга). Чем больше взято отдельных антенн, тем меньше угол, в котором сосредоточено излучение такой системы антенн. Для того чтобы этот угол был мал, т. е. чтобы получить остро направленную антенную систему, нужно взять много отдельных антенн, а следовательно, размеры антенной системы должны во много раз превышать длину волны. По этим причинам только на коротких волнах остронаправленные антенны получаются практически приемлемых размеров.

Рассмотрим теперь, как влияет земля на свойства приемной антенны. Для этого нужно «перевернуть» те рассуждения, при помощи которых мы учитывали влияние земли на передающую антенну. А именно мы должны учитывать, что на приемную антенну приходящая волна действует не только непосредственно, но и после отражения от поверхности земли. Проведем это рассмотрение для случая горизонтальной приемной антенны, расположенной над поверхностью земли на высоте h, значительно превышающей длину волны. На рис. 140 такая антенна A расположена перпендикулярно плоскости чертежа.

Падающая под углом α к горизонту волна с фронтом MN действует на приемную антенну, во-первых, непосредственно (луч MA) и, во-вторых, после отражения от поверхности земли в точке C (луч NCA). Второй луч пройдет до антенны больший путь, чем первый, и разность хода будет такой же, как и в случае, изображенном на рис. 139, если в обоих случаях h и α имеют одинаковую величину. Это ясно из равенства треугольника CAD и вспомогательного треугольника CED и сопоставления рис. 139 и 140. За счет разности хода оба луча приходят к антенне с некоторым сдвигом фаз.

Помимо этого, во втором луче появится еще дополнительный сдвиг фаз при отражении. Дело в том, что при отражении электромагнитной волны от проводящей поверхности должны соблюдаться те же условия, что и при отражении электромагнитной волны, распространяющейся вдоль линии, от замкнутого накоротко конца этой линии. Именно электрическое поле вдоль поверхности проводника должно быть равно нулю, так же как электрическое поле на короткозамкнутом конце линии. А для этого электрическое поле отраженной волны должно быть противоположным по фазе полю падающей волны. Иначе го-

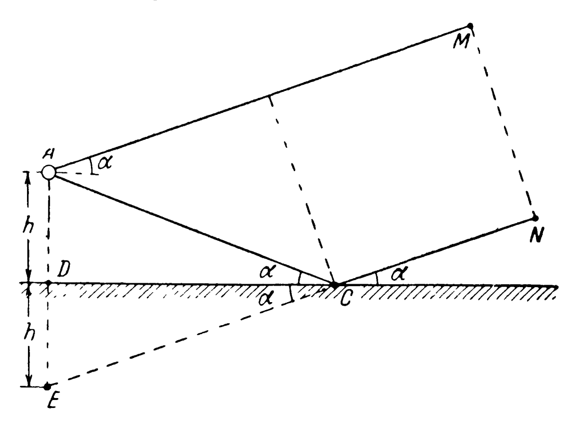


Рис. 140.

воря, при отражении от проводящей поверхности происходит «потеря фазы» электромагнитной волны, равная π.

Поэтому, пока разность хода d очень мала, лучи MA и NCA приходят к антенне в противоположных фазах и гасят друг друга. Вследствие этого антенна не принимает радиоволн, приходящих под малыми углами к горизонту. Но разность хода увеличивается не только по мере увеличения угла α, но и по мере увеличения высоты h. При h, во много раз превосходящем длину волны λ, уже при небольших α величина d может достигнуть значения $\lambda/2$ и, следовательно, к потере фазы при отражении, равной π, добавится еще сдвиг фаз π за счет разности ходов. Полный сдвиг фаз между двумя лучами станет равным 2π, т. е. обе волны MA и NCA придут к антенне в одинаковой фазе и будут усиливать друг друга. Следовательно, антенна хо-

рошо принимает волны, приходящие под таким углом α, для которого $d=\lambda/2$, т. е. под тем же углом, под которым та же антенна, расположенная на такой же высоте h и работая в качестве передающей, лучше всего излучает радиоволны.

Как мы уже отмечали в § 13, этот результат не является случайным совпадением, а вытекает из общего принципа, который связывает свойства одной и той же антенны при работе ее либо в качестве передающей, либо в качестве приемной. Всякий раз, когда при переходе от работы антенны в качестве передающей к работе ее в качестве приемной, мы будем «переворачивать» наши рассуждения, мы придем к выводу, что данная антенна обладает одинаковыми свойствами, когда она работает и как передающая и как приемная.

Например, если какая-либо антенна в одном случае питается высокочастотным током и возбуждает электромагнитную волну, а в другом случае приходящая электромагнитная волна возбуждает в этой антенне высокочастотный ток, то соотношения между током в антенне и напряженностью поля волны в обоих случаях будут подобными. Если в первом случае антенна излучает в каком-либо направлении волну с наибольшей напряженностью поля, то во втором случае волна, приходящая в этом направлении, создает наибольший ток в антенне. Одинаков в обоих случаях и к. п. д. антенны, т. е. отношение мощности излучаемых антенной волн к мощности, подводимой от передатчика, в первом случае и отношение мощности, поглощаемой антенной из приходящей волны, к мощности, отдаваемой антенной приемнику,— во втором.

Этот принцип, называемый принципом взаимности, избавляет от необходимости «переворачивать» рассуждения и дважды рассматривать вопрос о каких-либо свойствах антенны, используемой один раз в качестве передающей, а другой раз в качестве приемной.

Итак, на основании принципа взаимности можно распространить на приемные антенны те выводы, к которым мы пришли выше для передающих антенн, и рассматривать дальнейшие вопросы сразу для тех и других антенн.

В частности, можно утверждать, что у приемных антенн, расположенных над поверхностью земли на высоте, малой по сравнению с длиной волны, электромагнитные волны принимает только вертикальная часть антенны. Горизонтальнаая часть приемной антенны аналогично тому,

что было в случае передающей антенны, не участвует непосредственно в приеме электромагнитных волн, но улучшает использование вертикальной части антенны для этой цели.

Пока речь идет о приеме не очень коротких волн, можно считать, что наружные высокие приемные антенны не обладают направленным действием. Как уже указывалось выше, для получения заметного направленного действия таких антенн в горизонтальной плоскости нужно применять антенны, размеры которых по крайней мере в несколько раз превышают длину волны. Поэтому на волнах длиннее 8—10 *м* размеры направленных антенн получаются слишком большими, чтобы их имело смысл применять в радиолюбительской практике.

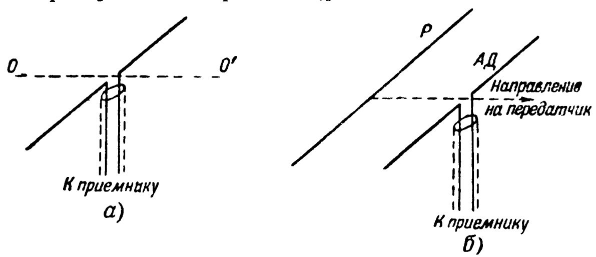
Сказанное не относится, однако, к рамочной антенне, принцип действия которой был рассмотрен в § 13. Как было показано, рамка сильнее всего принимает радиоволны, приходящие по направлению, которое лежит в плоскости рамки, и совсем не принимает сигналов, приходящих по направлению, перпендикулярному этой плоскости. Таким образом, направленным действием рамка обладает и в том случае, когда размеры ее малы по сравнению с длиной волны. Но при этом она даже от волны, приходящей в направлении наиболее сильного приема, получает гораздо меньше энергии, чем обычная вертикальная антенна.

При переходе к волнам короче 5—7 *м* положение существенно изменяется в силу двух обстоятельств. Во-первых, приемные антенны для этих волн можно располагать над землей на высоте порядка длины волны и больше. Во-вторых, в антеннах для этих волн в любительских условиях может быть получено заметное направленное действие. Первое из этих обстоятельств позволяет применять для волн короче 5—7 *м* незаземленные антенны, т. е. симметричные однопроводные линии. Например, для приема телевидения применяются диполи, расположенные горизонтально (так как диполи передающей антенны телецентров обычно также располагаются горизонтально) и направленные перпендикулярно направлению на телецентр, т. е. к линии OO' (рис. 141,*а*).

Второе обстоятельство позволяет путем применения антенн направленного действия получать усиление принимаемых сигналов. Для этого принимаемая станция должна лежать в направлении наиболее сильного приема. Вместе с тем применение направленных антенн ослабляет

прием радиоволн от источников, находящихся в направлениях, расположенных под углом к направлению наиболее сильного приема. Тем самым удается ослабить действие мешающих станций, волны от которых приходят в направлениях, заметно отличающихся от направления на принимаемую станцию.

Увеличение направленного действия может быть достигнуто, например, применением наряду с основным диполем *АД* р е ф л е к т о р а *Р* (рис. 141,*б*). Последний не



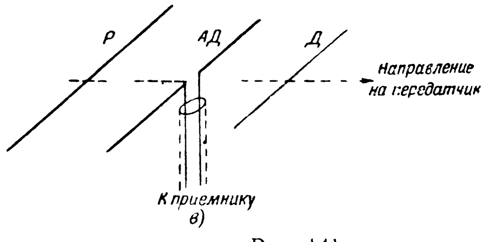


Рис. 141.

присоединен к приемнику и поэтому в отличие от основного «активного» диполя *АД* называется «пассивным» диполем. Размеры пассивного рефлектора и расстояние его от активного диполя подбираются такими, чтобы ток, возбуждаемый приходящей волной в пассивном диполе, усиливал действие на активный диполь волны, приходящей со стороны, противоположной пассивному диполю, и ослаблял действие волны, приходящей со стороны пассивного диполя. Вследствие этого волны, приходящие «спереди» (со стороны активного диполя), вызывают в нем значительно более сильный ток, чем волны, приходящие «сзади», т. е. со стороны пассивного диполя.

Для дальнейшего повышения направленного действия применяются антенны с двумя пассивными диполями

(рис. 141,*в*). Один из них по-прежнему располагается позади активного диполя и служит рефлектором, а другой, называемый д и р е к т о р о м (*Д*), располагается впереди активного диполя и усиливает действие приходящей волны на активный диполь. Одинаковое действие рефлектора и директора, несмотря на то, что один из них находится позади, а другой впереди активного диполя, обусловлено различием в их длине. Рефлектор делается немного длиннее, а директор — немного короче активного диполя, т. е. рефлектор настроен на длину волны, несколько бо́льшую а директор — на длину волны, несколько меньшую, чем принимаемая волна, на которую настроен активный диполь. Вследствие этого токи, возбуждаемые приходящей волной в рефлекторе и директоре, имеют противоположные по знаку сдвиги фаз по отношению к фазе приходящей волны и оба усиливают действие приходящей волны на активный диполь.

34. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Третья особенность процесса передачи и приема сигналов по радио, которую нам надлежит рассмотреть, состоит в том, что в большинстве случаев радиоволны распространяются не в свободном пространстве, как рассматривалось в § 12, а над поверхностью земли в окружающей ее атмосфере. При этом земля и атмосфера могут существенно изменить картину распространения радиоволн, рассмотренную в § 12.

Прежде всего земля, помимо того, что она влияет на свойства передающей и приемной антенн, может вызывать поглощение радиоволн в том случае, когда они распространяются непосредственно над поверхностью земли. Поскольку земля обладает электрической проводимостью, электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль поверхности земли, возбуждает в ней электрические токи, на которые затрачивается часть энергии волны (аналогично потерям энергии при возникновении вихревых токов в проводнике). В результате этого по мере распространения волны вдоль поверхности земли энергия волны уменьшается и напряженность ее полей убывает. Такой эффект выражен тем сильнее, чем больше сопротивление земли. Например, при распространении над морской поверхностью ослабление волн гораздо менее заметно, чем над сухой

землей, так как электрическое сопротивление морской воды гораздо меньше, чем сухой земли.

С другой стороны, потери энергии в земле и других проводниках растут с повышением частоты волны. Чем короче волна, тем заметнее она ослабляется при распространении вдоль поверхности земли. Поглощение радиоволн землей играет существенную роль только на расстояниях от земли порядка длины волны. Если же волна на большей части своего пути удалена от земли на расстояние, заметно превышающее длину волны, то такая волна практически не ослабляется поглощением в земле.

Для приемников, расположенных у поверхности земли, последний случай возможен, если принимаемая волна приходит под некоторым не слишком малым углом к горизонту, например при приеме в пункте *П* расположенного недалеко от телецентра *Т*, антенна которого поднята на большую высоту (рис. 142). Тогда волна телецентра, распространяющаяся прямолинейно, почти весь путь до приемника проходит над землей на расстояниях, бо́льших, чем длина волны, и поглощения волны землей не происходит. Однако такое распространение волн возможно только на небольшие расстояния — в пределах прямой видимости.

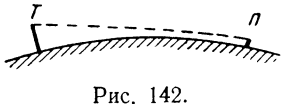


Рис. 142.

Если передатчик и приемник находятся за пределами прямой видимости, т. е. разделены выпуклостью земного шара, то волна, излучаемая антенной передатчика, может достичь приемника только в том случае, если она распространяется непрямолинейно. Причин, вызывающих искривление путей распространения волны, существует несколько.

Прежде всего такой причиной может служить сама земля. Искривление путей получается в результате характерного для волн явления дифракции, которое состоит в следующем. Если на пути волны встречается какое-либо препятствие, волна огибает это препятствие и проникает в «область тени» — ту область, в которую волна бы не проникла, если бы она распространялась прямолинейно. Эффект этот выражен тем сильнее, т. е. волна тем глубже проникает в область тени, чем она длиннее.

Для достаточно длинных радиоволн, начиная от нескольких десятков метров и длиннее, дифракция приводит к тому, что поле волны почти не ослабляется выпуклостью

земли. Волна распространяется вдоль сферической поверхности земли почти так же, как если бы эта поверхность была плоской. При этом, однако, происходит поглощение энергии волны землей, вследствие чего волна постепенно затухает и тем сильнее, чем она короче. Поэтому только достаточно длинные волны могут таким путем распространяться на большие расстояния. Короткие же волны длиной порядка 100 *м* и меньше при распространении вдоль поверхности земли практически полностью затухают на сравнительно небольших расстояниях. В зависимости от длины волны такое затухание происходит на расстояниях нескольких десятков или немногих сотен километров.

Другой причиной искривления путей радиоволн является их преломление в атмосфере. Оно возникает потому, что на разной высоте над поверхностью земли свойства атмосферы различны, вследствие чего и скорость распространения волн в лежащих на разной высоте слоях атмосферы оказывается различной. Рассмотрим это явление более подробно.

Среда, в которой распространяются электромагнитные волны, влияет на скорость распространения этих волн вследствие того, что во всякой среде содержатся электрические заряды (электроны и протоны, из которых построены все тела). Электрическое поле волны вызывает вынужденные колебания этих зарядов, т. е. высокочастотные токи. В случае, когда среда является диэлектриком, эти высокочастотные токи представляют собой не что иное, как токи поляризации, рассмотренные в § 16. Возбуждаемые в среде высокочастотные токи создают вторичные электромагнитные волны, частоты которых совпадают с частотой возбуждающих их токов, а значит, и с частотой приходящей волны. Но фаза этих токов, а следовательно, и фаза возбуждаемых ими вторичных волн могут отличаться от фазы приходящей волны. В результате сложения приходящей и вторичной волн, имеющих одну и ту же частоту, но разные амплитуды и фазы, получается результирующая волна той же частоты с какой-то новой амплитудой и фазой, изменяющейся от точки к точке иначе, нежели в приходящей волне.

Как именно изменяется фаза результирующей волны, нам помогут выяснить следующие рассуждения. Под влиянием вторичной волны фаза результирующей волны в каждой точке среды сдвигается на некоторый угол, завися-

щий от амплитуды и фазы вторичной волны. В следующей точке среды, лежащей на пути распространения волны, возбуждать токи будет уже волна, пришедшая с этим сдвигом фаз относительно той фазы, которую в данной точке и в данный момент времени имела бы приходящая волна в отсутствие среды. Вторичная волна, возникающая в данной точке, будет сдвинута на некоторый угол по отношению к этой измененной фазе приходящей волны и повернет фазу результирующей волны еще на этот угол и т. д.

В результате по мере распространения в среде волны накапливается сдвиг между фазой результирующей волны и фазой, которую приходящая волна имела бы в отсутствие среды в данной точке и в данный момент времени. Накопление такого сдвига фаз и означает, что вторичная волна распространяется в среде со скоростью, отличной от скорости распространения волны в отсутствие среды.

Так, среда изменяет скорость распространения волн, увеличивая или уменьшая ее в зависимости от знака сдвига фаз между приходящей и вторичной волнами. Величина, на которую изменяется скорость в среде, зависит не только от величины сдвига фаз между приходящей и вторичной волнами, но также и от амплитуды последней (в практически интересных для нас случаях величина этого сдвига фаз бывает близка либо к $+\pi/2$, либо к $-\pi/2$). Чем больше амплитуда вторичной волны, тем сильнее вторичная волна сдвигает фазу результирующей волны и тем больше скорость результирующей волны в среде отличается от скорости волны в вакууме.

Обе эти величины, влияющие на изменение скорости распространения волны (знак сдвига фаз и амплитуда вторичной волны), зависят от свойств среды. При этом знак сдвига фаз зависит от условий движения тех отдельных зарядов, которые образуют токи в среде под действием приходящей волны. Амплитуда же вторичной волны зависит не только от условий движения каждого отдельного заряда, но и от числа зарядов, содержащихся в единице объема среды. Чем больше смещение каждого отдельного заряда под действием приходящей волны и чем большее число зарядов участвует в образовании возбуждаемых волной токов, тем больше амплитуда вторичной волны и тем больше скорость в среде отличается от скорости в отсутствие среды

При рассмотрении интересующего нас вопроса о влиянии атмосферы на скорость распространения радиоволн следует различать два случая: во-первых, распространение волн в нижних плотных слоях атмосферы, т. е. в тропосфере, состоящей из нейтральных молекул и не содержащей заметного числа свободных электронов и ионов и, во-вторых, распространение волн в высоких разреженных слоях атмосферы, содержащих значительное число электронов и ионов, т. е. в ионосфере.

Пока мы рассматриваем распространение радиоволн вблизи поверхности земли, нас интересует только первый случай. Хотя в тропосфере не содержится отдельных электронов и ионов, но в состав каждой молекулы входят электроны, удерживаемые силами притяжения ядер. Под действием сил электрического поля волны электроны несколько смещаются в направлении этих сил [1].

Если напряженность электрического поля волны изменяется по гармоническому закону, то и смещения электронов происходят по гармоническому закону, т. е. электроны совершают вынужденные гармонические колебания с частотой, равной частоте волны. Определить амплитуду и фазу этих колебаний электронов можно при помощи следующих соображений. На электрон, входящий в состав атома, действуют одновременно сила притяжения ядра и сила электрического поля волны. Равнодействующая этих сил и сообщает ускорение электрону. По закону Ньютона произведение массы электрона на его ускорение равно этой равнодействующей силе.

Вследствие того что, с одной стороны, сила притяжения ядра быстро возрастает по мере смещения электрона из положения равновесия, а с другой — масса электрона мала, для частот волн, соответствующих диапазону радиоволн, оказывается, что сила, действующая со стороны поля волны, затрачивается почти целиком на преодоление силы притяжения ядра, и только очень малая доля ее идет на ускорение электрона. Поскольку сила поля волны почти целиком идет на преодоление силы притяжения ядра, то смещение электрона в каждый момент времени пропорционально силе, действующей со стороны поля волны.

---

[1] Вследствие смещения электронов в молекулах последние превращаются в электрические диполи. Это и есть один из возможных механизмов поляризации диэлектрика, о котором мы упомянули в § 16.

Следовательно, изменения смещения электронов совпадают по фазе с полем волны, а амплитуда этих смещений определяется из условия, что при наибольшем смещении электрона сила притяжения ядра должна быть равна амплитуде силы, действующей со стороны поля волны. Поскольку сила притяжения ядра быстро растет по мере смещения электрона, а напряженности поля радиоволн обычно невелики, амплитуды смещения электронов оказываются очень малыми.

Рассмотренная картина сходна с той, которая получается в случае действия гармонической э. д. с. на колебательный контур (см. § 25) при условии, что частота э. д. с. много ниже частоты собственных колебаний контура. Сходство состоит в том, что э. д. с. самоиндукции в контуре и соответственно произведение массы электрона на его ускорение малы по сравнению с внешней силой. Поэтому э. д. с. питающего источника в случае колебательного контура почти целиком преодолевает падение напряжения на конденсаторе и соответственно сила, действующая на электрон со стороны внешнего поля, почти целиком преодолевает силу притяжения ядра. Напряжение на конденсаторе в первом случае и смещение электронов во втором совпадают по фазе с внешней силой. Соответственно фаза тока в первом случае и фаза скорости колеблющихся электронов во втором сдвинуты по отношению к фазе внешней силы на $-\pi/2$ (см. рис. 98).

Указанное сходство не является только внешним, а отражает глубокую внутреннюю связь между обоими явлениями. Дело в том, что электрон, удерживаемый в положении равновесия силами притяжения ядра, представляет собой колебательную систему, подобную грузику, удерживаемому пружинами в положении равновесия. Вследствие малости массы электрона и быстрого роста силы притяжения при смещении электрона, что аналогично большой жесткости пружин, удерживающих грузик, частота колебаний электрона в атоме оказывается очень высокой. Она выше, чем частота самых коротких радиоволн.

При распространении радиоволн в тропосфере частота волны всегда значительно ниже, чем частота собственных колебаний электронов, которые участвуют в образовании высокочастотных токов, создающих вторичную волну. Именно этим и обусловлено сходство картины вынужденных колебаний электронов со случаем вынужденных колебаний в колебательном контуре, когда частота внешней

э. д. с. много ниже собственной частоты контура. Так как для всех радиоволн частота волны много ниже, чем частота собственных колебаний электронов, входящих в молекулы газов, образующих тропосферу, то описанная выше картина правильна для всего диапазона волн, применяемого в радиосвязи, т. е. не зависит от длины волны [1].

Итак, практически во всем диапазоне радиоволн смещения электронов в тропосфере под действием электрического поля волны совпадают по фазе с внешней силой. Этим определяется фаза тех токов, которые возникают в среде под действием приходящей волны и сами возбуждают вторичные волны, а вместе с тем определяется и фаза вторичных волн. Не вдаваясь в рассмотрение всех фазовых соотношений, укажем сразу окончательный результат. Если скорость колеблющихся электронов сдвинута по фазе на $-\pi/2$ относительно внешней силы, то действие вторичной волны приводит к уменьшению скорости распространения волн в среде.

Теперь мы можем связать скорость распространения электромагнитных волн в диэлектрике с его диэлектрической проницаемостью. Чем больше последняя, тем сильнее поляризационные токи, возникающие в среде при данной амплитуде напряженности электрического поля, и тем больше амплитуда вторичных волн. Поэтому скорость распространения радиоволн в среде v тем меньше, чем больше диэлектрическая проницаемость среды ε. Количественно эта связь выражается уже известным нам выражением

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}},$$

где c — скорость распространения волн в вакууме.

Таким образом, в тропосфере радиоволны распространяются со скоростью, всегда меньшей, чем в вакууме. Но вследствие того, что смещения электронов под действием приходящей волны весьма малы, т. е. диэлектрическая проницаемость атмосферы очень мало отличается от 1, амплитуда вторичной волны оказывается весьма малой даже в самых нижних, т. е. наиболее плотных, слоях атмосферы, где число молекул в единице объема наибольшее. Соответственно и скорость распространения радиоволн

---

[1] Только на самых коротких волнах сантиметрового диапазона (короче 2 *см*) это утверждение оказывается уже не вполне справедливым.

в нижних слоях атмосферы, как уже указывалось, лишь на 100 *км/сек*, т. е. примерно на три десятитысячные, меньше скорости распространения радиоволн в отсутствие среды.

При переходе к более высоким слоям тропосферы число молекул в единице объема уменьшается, а следовательно, уменьшается амплитуда вторичной волны и изменение скорости становится еще меньшим; скорость распространения радиоволн постепенно увеличивается с высотой, приближаясь к скорости в вакууме. Это увеличение скорости распространения волн с высотой является причиной искривления путей радиоволн. Происходит оно следующим образом.

Если в тропосфере в горизонтальном направлении распространяется волна (рис. 143), то фронт волны MN расположен вертикально. Но так как в более высоких слоях

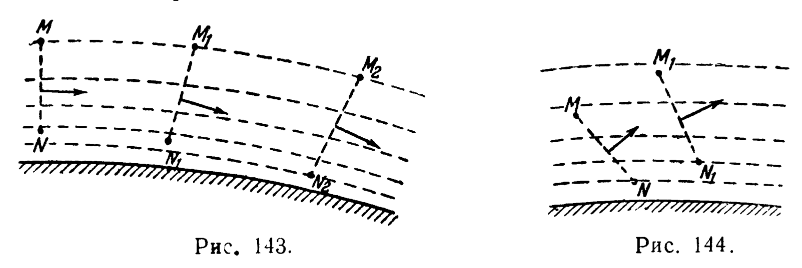


Рис. 143. Рис. 144.

тропосферы волна распространяется с большей скоростью, чем в нижних, то верхняя часть фронта волны обгоняет нижнюю и фронт волны наклоняется вперед, занимая последовательно положения M_1N_1, M_2N_2 . . . Соответственно и направление распространения волны, которое перпендикулярно фронту волны, отклоняется к земле. Все происходит так же, как и при изменении направления движения шеренги солдат, когда скорость движения отдельных солдат увеличивается от одного края шеренги к другому.

В случае, когда волна распространяется под углом к горизонту (рис. 144), качественно картина остается прежней, но количественно эффект уменьшается, так как те же две точки M и N фронта волны лежат в слоях, меньше различающихся по высоте, а значит, и по скорости распространения волны. Но во всех случаях, кроме распространения в вертикальном направлении, тропосфера вызывает преломление радиоволн, причем если плотность тропосферы с высотой убывает, как это и бывает в большинстве случаев, то пути радиоволн отклоняются к земле. Это явление называется **нормальной тропосферной рефракцией**

При распространении радиоволн между пунктами, лежащими у поверхности земли, нормальная тропосферная рефракция способствует распространению радиоволн до пунктов, находящихся за пределами прямой видимости, так как при искривлении пути волны огибают выпуклость земли. Однако практически этот эффект может играть роль только на самых коротких волнах, длиной порядка метров и меньше, поскольку на более длинных волнах преобладает эффект проникновения радиоволн за пределы прямой видимости в результате дифракции.

Плотность газа зависит не только от давления, но и от температуры. Поэтому в зависимости от распределения температуры воздуха с высотой рефракция может усиливаться или ослабляться по сравнению с нормальной. При увеличении рефракции становится возможной радиосвязь

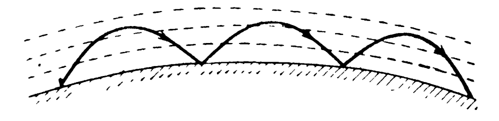


Рис. 145

на расстоянии, далеко превышающем пределы прямой видимости (сверхрефракция). А при некоторых особых метеорологических условиях преломление в тропосфере может стать столь сильным, что волна, вышедшая под небольшим углом к горизонту, на некоторой высоте изменяет направление на обратное, возвращается к земле, отражается от земли, снова преломляется на той же высоте, и т. д. (рис. 145). В этом пространстве, ограниченном снизу землей, а сверху — как бы отражающим слоем тропосферы, волна может распространяться на очень большие расстояния. Такой случай называется волноводным распространением радиоволн.

Возможность возникновения подобного волноводного слоя в тропосфере зависит не только от распределения плотности атмосферы по высоте, но и от соотношения между толщиной слоя и длиной волны. Обычно такие слои образуются только для достаточно коротких волн (сантиметровых и дециметровых), и только на этих волнах можно более или менее часто наблюдать волноводное распространение. На более длинных волнах волноводное распространение в тропосфере наблюдается крайне редко.

Наряду с искривлением путей радиоволн в тропосфере происходит также и некоторое поглощение волн, связанное с явлениями, аналогичными тому, которое мы рассматривали выше. Помимо колебаний электронов в атоме, под действием приходящей волны могут возникать вынужденные колебания атомов в молекуле или повороты молекул под действием поля волны (вращательные колебания). Энергия, затрачиваемая приходящей волной на возбуждение всех этих колебаний, только частично превращается в энергию вторичной волны, а частично рассеивается в виде тепла. Такой эффект может возникать не только в молекулах газов, образующих тропосферу, но и в молекулах водяного пара, содержащегося в тропосфере, или молекулах находящихся в тропосфере капель воды, снега, града.

В отличие от явления изменения скорости распространения волн поглощение их в атмосфере существенно зависит от длины волны. Оно пренебрежимо мало, пока длина волны не очень мала, и становится заметным только на волнах порядка десятка сантиметров, быстро возрастая с дальнейшим укорочением длины волны. Для коротких сантиметровых волн оно может быть уже весьма значительным, особенно при наличии плотного дождя или снега. На некоторых волнах короче 2 *см* поглощение в тропосфере резко возрастает. Причиной этого является совпадение частоты волны с одной из собственных частот колебаний молекул. Как всегда при резонансе, в этом случае, молекулы получают от приходящей волны значительную энергию, часть которой превращается в тепло. Вследствие сильного поглощения эти волны не могут распространяться в тропосфере на сколько-нибудь значительные расстояния. Из всего диапазона волн короче 2 *см* для целей радиосвязи пригодны только отдельные участки, в которых тропосферное поглощение не очень велико.

Помимо поглощения радиоволн в тропосфере, может происходить еще одно явление, вызывающее ослабление волн по мере их распространения, — явление рассеяния волн. Рассеяние волн обусловлено тем же эффектом, что и изменение скорости распространения, а именно возникновением в среде вторичных волн, но оно возникает только при наличии в среде неоднородностей.

Чтобы понять причину рассеяния волн, вернемся к картине возникновения вторичных волн. Выше мы рассматривали вопрос об амплитуде и фазе вторичных волн, молчаливо предполагая, что направление распространения вто-

ричной волны совпадает с направлением распространения первичной. Однако такое предположение справедливо только в случае вполне однородной среды, т. е. среды, свойства которой во всех точках одинаковы. Тогда во всех точках, лежащих на одном и том же фронте приходящей волны, возбуждаются вынужденные колебания электронов, т. е. высокочастотные токи, с одними и теми же амплитудой и фазой. Каждый из этих токов возбуждает вторичную волну, причем они распространяются в разных направлениях. Так как все токи расположены равномерно на одной плоскости, то в результате сложения вторичных волн образуется общая вторичная волна, которая во всех точках фронта приходящей волны имеет одинаковую амплитуду и одну и ту же фазу. А это и значит, что фронт вторичной волны совпадает с фронтом первичной.

Но если среда неоднородна, например в тропосферу включены капли воды, то вследствие различных свойств молекул газов атмосферы и молекул воды амплитуды токов, возбуждаемых в газе и каплях воды, различны. При этом каждая капля воды излучает вторичные волны не только в направлении распространения приходящей волны, но и в других направлениях. Так же действуют и другие капли, но поскольку они расположены беспорядочно, то их вторичные волны излучаются в различных направлениях[1]. Эти распространяющися в различных направлениях вторичные волны называются рассеянными волнами. Рассеянные волны уносят с собой энергию, а так как на их возбуждение затрачивается часть энергии первичной волны, то волна, распространяющаяся в среде, при наличии рассеяния постепенно ослабляется (когда вторичная волна распространяется только в том же направлении, что и первичная, то затраченная на возбуждение вторичной волны энергия возвращается результирующей волне).

Ослабление при рассеянии волн на неоднородностях в тропосфере выражено тем сильнее, чем короче длина волны. Поэтому рассеяние волн в тропосфере и вытекающие из него последствия становятся заметными только на достаточно коротких волнах (дециметровых и сантиметровых). Несмотря на то, что рассеяние волн ослабляет рас-

---

[1] Вторичная волна распространяется в том же направлении, что и первичная, только при условии, что во всех точках фронта первичной волны возникают токи одинаковой амплитуды и фазы. Только тогда их излучение складывается в направлении распространения первичной волны и уничтожается во всех других направлениях.

пространяющуюся волну, оно иногда облегчает связь на расстояниях, значительно превышающих пределы прямой видимости. Пусть, например, волна, излучаемая из точки *А* (рис. 146), не может достигнуть точки *Б*, распространяясь прямолинейно, и нормальной рефракции в тропосфере для этого также недостаточно. Но в сильно неоднородной высокой области тропосферы, в которую попадает волна при прямолинейном распространении (на рис. 146 эта область заштрихована), происходит рассеяние волн и рассеянные волны, распространяющиеся во всех направлениях, достигают, в частности, точки *Б*.

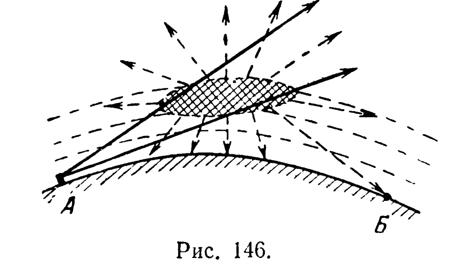


Рис. 146.

Как следует из всего сказанного, тропосфера может сколько-нибудь существенно влиять на характер распространения только наиболее коротких волн. А для волн с длиной, начиная от нескольких метров и больше, роль тропосферы можно считать второстепенной. Более существенное влияние на условия их распространения оказывает ионосфера, и это влияние тем сильнее, чем длиннее волна.

35. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

В высоких слоях атмосферы под влиянием главным образом ультрафиолетового излучения Солнца возникает значительная ионизация. Концентрация электронов, т. е. число электронов (и ионов) в единице объема, достигает максимума на некоторых определенных высотах. Эти максимумы разделены областями более слабой ионизации. Таким образом, в атмосфере образуются ионизованные слои. Степень ионизации и высота расположения максимумов меняются в зависимости от времени суток и года и зависят также от степени солнечной активности. Первый слой лежит примерно на высоте 60—80 *км* (слой *D*), следующий — на высоте 90—130 *км* (слой *E*) и третий — на высоте 180—500 *км* (слой *F*) [1]. Максимальная концентра-

---

[1] По последним данным ракетных исследований слой *F* не имеет резкой верхней границы, и на высоте 500 *км* концентрация электронов в нем еще очень значительна.

ция от слоя к слою повышается и для слоя F может достигать $2 \cdot 10^6$ электронов на кубический сантиметр.

Электрическое поле распространяющейся в ионосфере радиоволны вызывает вынужденные колебания электронов и ионов, вследствие чего возникает вторичная волна, подобно тому как это происходит в тропосфере. Однако условия движения электронов и ионов в ионосфере существенно отличны от условий их движения в тропосфере, и явления протекают совершенно по-иному. Как будет видно из дальнейшего, ионы практически не участвуют в образовании вторичной волны. Поэтому при рассмотрении вопроса о скорости распространения волн нужно учитывать только вынужденные колебания электронов.

В отличие от электронов, входящих в состав атомов атмосферы, свободные электроны в ионосфере не удерживаются какими-либо силами в положении равновесия, и если пренебречь их столкновениями с нейтральными атомами и ионами, можно считать, что под действием электрического поля радиоволны они движутся свободно (влияние столкновений будет рассмотрено ниже). Вследствие этого результатом действия на электрон силы со стороны электрического поля радиоволны является только ускорение электрона, которое в каждый момент времени пропорционально напряженности электрического поля волны. Это значит, что в случае гармонической радиоволны ускорение электрона также изменяется по гармоническому закону и по фазе совпадает с силой, действующей на электрон со стороны электрического поля. Также по гармоническому закону изменяются скорость электрона и его смещение относительно начального положения, но фазы их будут иными.

Чтобы определить фазы скорости и смещения, рассмотрим движение электрона, начиная с момента времени, когда сила f, действующая на электрон со стороны электрического поля, проходит через нулевое значение (рис. 147,*а*). Той же кривой в ином масштабе изобразится и ускорение электрона a. Так как в течение всего первого полупериода сила, действующая на электрон, положительна, то во время всего этого полупериода ускорение положительно, а скорость электрона v возрастает (рис. 147,*б*). Значит, в течение первой четверти периода скорость отрицательна и электрон смещается в отрицательном направлении, т. е. в направлении, противоположном направлению действия силы. В течение второй четверти периода скорость электро-

на, пройдя через нуль, становится положительной и направление движения электрона изменяется на обратное, т. е. электрон, сместившийся ранее в отрицательном направлении, возвращается в исходное положение, которое он занимал в начальный момент времени.

Следовательно, в течение всего первого полупериода, пока сила, действующая на электрон, положительна, его смещение S отрицательно (рис. 147, *в*). Повторяя подобные рассуждения для второй половины периода, мы убедимся, что когда сила отрицательна, смещение электрона положительно. Таким образом, для свободного электрона смещение противоположно по фазе действующей на электрон силе, в то время как для электрона, удерживаемого в положении равновесия силами притяжения ядра, смещение и сила, действующая на электрон со стороны поля радиоволны, совпадают по фазе[1].

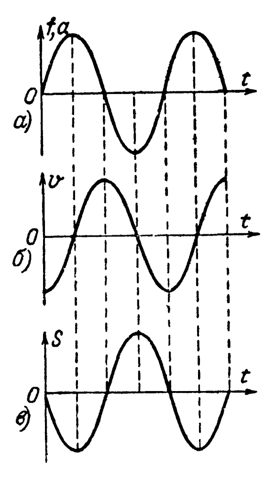


Рис. 147.

Этот результат, так же как и полученный в предыдущем параграфе, можно пояснить аналогией с вынужденными колебаниями в колебательном контуре. В последнем при частоте внешней э. д. с., значительно превышающей собственную частоту контура, фаза напряжения на конденсаторе противоположна фазе внешней э. д. с., в то время как на частоте, много меньшей собственной частоты контура, фаза напряжения на конденсаторе совпадает с фазой внешней э. д. с. Правда, поскольку в рассматриваемом случае электроны не удерживаются никакими силами в положении равновесия, они не образуют колебательной системы. Но к этому случаю можно перейти от колебательной системы, полагая, что сила, удерживающая электрон в положении равновесия, становится все слабее и слабее (или в приведенной выше модели пружинки, удерживаю-

---

[1] Напомним, что направление действующей на электрон силы f противоположно направлению электрического поля радиоволны, так как заряд электрона отрицателен. Мы сравниваем во всех случаях фазу смещения электрона с фазой, действующей на электрон силы, а не напряженности поля.

щие шарик в положении равновесия, становятся все мягче и мягче).

При этом собственная частота такой колебательной системы должна становиться все более низкой. Следовательно, свободный электрон можно рассматривать как колебательную систему, частота собственных колебаний которой равна нулю. Частота радиоволн в этом случае всегда много выше собственной частоты колебательной системы, и фаза смещения свободного электрона (аналогичная фазе напряжения на конденсаторе колебательного контура) противоположна фазе силы, действующей на электрон. Соответственно фаза скорости колеблющихся электронов по отношению к фазе силы, действующей на них со стороны поля волны, сдвинута на $+\pi/2$ (рис. 147,*б*).

Амплитуда смещения свободных электронов, совершающих вынужденные колебания под действием поля радиоволны, определяется из условия, что амплитуда ускорения электрона равна амплитуде действующей на электрон силы, разделенной на массу электрона (по закону Ньютона $a=f/m$). А так как амплитуда силы, действующей на электрон, прямо пропорциональна амплитуде напряженности поля радиоволны, то и амплитуда ускорения электрона прямо пропорциональна амплитуде напряженности поля.

Чтобы найти зависимость амплитуды смещения электрона от частоты волны при данной напряженности поля, нужно учесть, что при данном ускорении достигнутая электроном скорость тем больше, чем больше период колебаний, так как тем больше время, в течение которого электрон набирает скорость в данном направлении. Точно так же амплитуда смещения при данной амплитуде скорости тем больше, чем больше период колебаний, так как тем больше время, в течение которого электрон движется в данном направлении. Амплитуда же вторичной волны, возбуждаемой вынужденными колебаниями электронов, как и в случае электронов, связанных с атомами, пропорциональна амплитуде смещения электронов в среде и числу электронов в единице объема, участвующих в возбуждении вторичной волны.

Отсюда, в частности, становится ясным, почему в образовании вторичной волны ионы играют ничтожную роль Число ионов и электронов в единице объема одно и то же, но масса иона в тысячи раз больше массы электрона и амплитуда ускорения ионов соответственно в тысячи раз меньше, чем амплитуда ускорений электронов. Во столько

же раз амплитуда смещения ионов меньше, чем амплитуда смещения электронов, а значит, и амплитуда возбуждаемой ионами вторичной волны в тысячи раз меньше амплитуды вторичной волны, создаваемой электронами.

Теперь мы можем перейти к рассмотрению влияния вынужденных колебаний свободных электронов на скорость распространения радиоволн. Прежде всего, поскольку фаза скорости электронов сдвинута на $+\pi/2$ по отношению к фазе действующей силы, вторичная волна, создаваемая электронами в ионосфере, оказывается противоположной по фазе вторичной волне, создаваемой электронами в тропосфере. В соответствии с этим, в то время как в тропосфере вторичная волна уменьшает скорость распространения результирующей волны, в ионосфере вторичная волна увеличивает скорость распространения результирующей волны.

Этот результат нетрудно связать с приводившимся выше выражением для скорости распространения электромагнитных волн в диэлектрике:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}.$$

В ионосфере под влиянием поля электромагнитной волны также возникают высокочастотные токи, аналогичные токам поляризации в диэлектрике, но в диэлектрике и ионосфере они противоположны по фазе. Эти токи в диэлектрике увеличивают ε, а в ионосфере уменьшают ε по сравнению с ее значением в вакууме. Можно сказать, что ионосфера для электромагнитных волн ведет себя, как среда с диэлектрической проницаемостью, меньшей единицы [1], и тем меньшей, чем больше амплитуда токов «поляризации», т. е. чем больше концентрация электронов в ионосфере и чем меньше частота волны. В соответствии с приведенным соотношением чем меньше ε, тем больше скорость распространения волн.

[1] Мы говорим „для электромагнитных волн ведет себя, как диэлектрик" потому, что ионосфера не является диэлектриком в обычном смысле слова. В постоянном электрическом поле или полях низкой частоты ионосфера ведет себя иначе, нежели в высокочастотном поле электромагнитной волны, так как смещения электронов будут велики по сравнению с теми путями, которые они могут пройти, не сталкиваясь, с ионами и нейтральными молекулами. Вследствие этого движения электронов в полях низкой частоты и свойства ионосферы не такие, как в полях высокой частоты.

Таким образом, в ионосфере радиоволны распространяются со скоростью, большей, чем скорость в отсутствие среды, и тем большей, чем больше амплитуда вторичной волны, которая пропорциональна числу электронов в единице объема ионосферы (так как тем большее число электронов участвует в образовании вторичной волны). С другой стороны, поскольку при прочих равных условиях амплитуда смещения быстро падает с увеличением частоты, то и амплитуда вторичной волны с увеличением частоты должна быстро уменьшаться. Поэтому эффект увеличения скорости распространения радиоволн в ионосфере тем более заметен, чем ниже частота волны, т. е. чем длиннее волна.

При тех концентрациях электронов, которые встречаются в различных слоях ионосферы, изменение скорости распространения радиоволн становится заметным для более длинных волн (начиная от $\lambda=500\div100$ *м*) уже в слое E, в котором концентрация электронов еще невелика, а для более коротких волн (начиная от $\lambda=8\div10$ *м*) — только в слое F, в котором концентрация электронов гораздо больше. Для волн же с длиной короче 8—10 *м* изменение скорости их распространения в ионосфере не может быть сколько-нибудь значительным.

Изменение скорости распространения радиоволн в ионосфере приводит к искривлению путей их распространения аналогично тому, как это происходит в тропосфере. Когда волна входит под некоторым углом в ионосферный слой, то верхний участок фронта волны оказывается в области более высокой концентрации электронов, чем нижний участок фронта волны, так как по мере приближения к максимуму ионизации число электронов в единице объема растет. Но с ростом концентрации электронов скорость распространения радиоволн растет, и поэтому верхняя часть фронта волны распространяется быстрее, чем нижняя, и путь распространения волны искривляется, загибаясь к земле.

Обратим внимание на то, что в случае преломления в тропосфере у м е н ь ш е н и е плотности тропосферы с высотой приводит к искривлению пути волны по направлению к земле. А в случае преломления в ионосфере тот же эффект получается в результате у в е л и ч е н и я плотности электронов в ионосфере с высотой. Это объясняется тем, что увеличение числа молекул в единице объема приводит к у м е н ь ш е н и ю скорости распространения радиоволн.

а увеличение числа свободных электронов в единице объема — к увеличению этой скорости.

При достаточно сильном изменении концентрации электронов с высотой путь волны может еще ниже максимума ионизации искривиться настолько, что волна возвратится из ионосферы к земле, как бы отразившись от ионосферы (рис. 148,*а*). Если же вплоть до максимума ионизации искривление пути волны не приведет к ее отражению к земле, то волна проникнет в лежащую над максимумом часть ионосферного слоя, где ионизация убывает с высотой, и искривление пути волны будет происходить в обратном направлении. В результате волна пройдет сквозь ионосферный слой и выйдет из него по направлению, которое примерно параллельно тому направлению, в каком волна

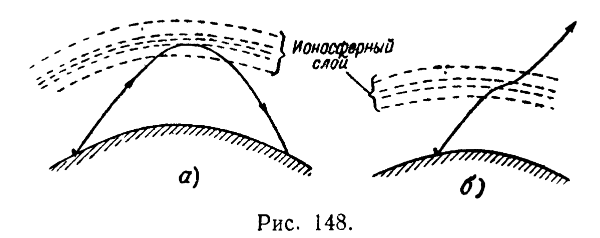


Рис. 148.

вошла в слой (рис. 148,*б*). Если выше лежит следующий ионизированный слой с более высокой ионизацией, то может произойти «отражение» волны от этого слоя. В противном случае волна уйдет в мировое пространство.

Отражение радиоволн от ионосферных слоев делает возможным распространение их на очень большие расстояния. Даже в случае длинных волн, которые, как указывалось, могут далеко распространяться вдоль поверхности земли, «отражение» от ионосферных слоев значительно повышает напряженность поля волны у поверхности земли. А в случае коротких волн, которые вследствие сильного поглощения в земле распространяются вдоль поверхности земли («земной луч») на малые расстояния, распространение в виде пространственной волны («небесный луч»), отражающейся от ионосферы и возвращающейся к земле, является единственной возможностью дальней радиосвязи.

Но при таком распространении напряженность поля у поверхности земли существенно зависит от состояния ионосферы и поэтому изменяется в течение суток. Для обеспечения связи в разное время суток приходится изме-

нять длину волны, выбирая ее каждый раз в соответствии с состоянием атмосферы в данное время суток («дневные» и «ночные» волны). Вследствие неоднородности ионосферы в одну и ту же точку у поверхности земли волны могут попадать, пройдя разные пути (рис. 149). Поэтому они приходят в точку приема в разных фазах. Непостоянство разности их фаз приводит к быстрым и глубоким изменениям напряженности поля у поверхности земли, вследствие чего наблюдаются замирания приема (фэдинги). Причиной замирания могут быть также изменения направления электрического поля волны при ее распространении в ионосфере. Когда направление поля образует с направлением приемной антенны угол, близкий к $\frac{\pi}{2}$, сила приема резко падает. Замирания первого типа называются интерференционными, а второго — поляризационными[1].

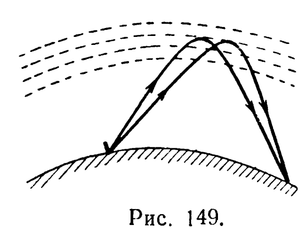


Рис. 149.

На распространение волн короче 8—10 *м* ионосфера, как уже указывалось, обычно не может оказать существенного влияния. Поэтому, как правило, волны короче 8—10 *м* распространяются на расстояния, лишь немного превышающие пределы прямой видимости. Однако в некоторых случаях, при возникновении сильной ионизации, в частности при образовании так называемых спорадических, т. е. не постоянно существующих, а возникающих нерегулярно слоев повышенной ионизации, может происходить отражение от таких слоев волн короче 8—10 *м*. Тогда становится возможным распространение их на расстояния, значительно превышающие пределы прямой видимости.

Распространение волн короче 8—10 *м* на расстояния, заметно превышающие пределы прямой видимости, может быть обусловлено также рассеянием этих волн на неоднородностях в ионосфере. Последние представляют собой небольшие области, в которых ионизации выше или ниже, чем средняя ионизация в окружающем слое. Так же как и при наличии рассеяния в тропосфере, рассеяние волн

[1] Замирания наблюдаются не только на коротких волнах, распространяющихся на большие расстояния пространственной волной, но и на более длинных волнах, распространяющихся как земной, так и пространственной волнами. При сложении этих двух волн в точке приема могут возникать замирания.

в ионосфере делает возможным их проникновение в области, лежащие далеко за пределами прямой видимости.

Остановимся теперь на вопросе о влиянии соударений электронов, совершающих вынужденные колебания под действием радиоволны, с ионами и нейтральными молекулами ионосферы. Соударение электронов с ионами или нейтральными молекулами газа приводит к тому, что электроны теряют ту кинетическую энергию, которую они приобрели за счет энергии радиоволны при ускорении их полем этой волны. Вследствие этого часть энергии волны превращается в тепло. Происходит ослабление волны по мере ее распространения. Как ясно из сказанного, поглощение это тем более заметно, чем чаще происходят соударения электронов с ионами и молекулами, т. е. чем больше плотность атмосферы. Следовательно, наиболее сильное поглощение наблюдается в самом нижнем слое *D*.

Однако, с другой стороны, поглощение тем более заметно, чем бо́льшую кинетическую энергию приобретает электрон за счет радиоволны, т. е. чем больше амплитуда скорости электрона. Но, как было показано, амплитуда скорости электрона при прочих равных условиях тем меньше, чем выше частота волны. Поэтому поглощение в слое *D* обычно становится заметным только на сравнительно длинных волнах порядка 100—200 *м* и длиннее. Это приводит к тому, что днем, когда слой *D* существует, из-за поглощения в нем указанные волны не могут достичь лежащего выше слоя *E*. Ночью же, когда слой *D* исчезает, радиоволны могут достичь слоя *E* и отразиться от него, что приводит к значительному повышению дальности распространения этих волн ночью.

Поглощение в слоях *E* и *F* вследствие малой их плотности играет гораздо меньшую роль. Короткие радиоволны при распространении в этих слоях испытывают обычно очень малое поглощение. С другой стороны, поскольку они не испытывают поглощения со стороны земли, так как распространяются вдали от нее, то волны, пришедшие к земле после отражения от ионосферы, могут иметь значительную напряженность поля. Отразившись от поверхности земли, они могут еще раз достичь ионосферы и снова отразиться от нее. В результате нескольких таких отражений короткие волны могут распространяться на очень большие расстояния и достигать самых удаленных точек на поверхности земли (рис. 150), даже при очень небольших мощностях передатчиков.

В заключение рассмотрим один принципиально важный вопрос, связанный с распространением радиоволн в ионосфере. Как мы убедились, в ионосфере радиоволны распространяются со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Но согласно теории относительности, лежащей в основе современной физики, невозможно распространение сигналов со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Нет ли здесь противоречия?

Ответ на этот вопрос заключается в следующем. Гармоническая волна, распространяющаяся в пространстве, как уже указывалось (см. § 32), не передает никакого сигнала. Поэтому в том, что гармоническая волна, для которой проведено наше рассмотрение, распространяется в ионосфере со скоростью, превышающей скорость света в вакууме, никакого прямого противоречия с теорией относительности нет. В случае же передачи сигнала спектр его, как указывалось там же (§ 32), всегда содержит более чем одну гармоническую составляющую, и если скорость распространения разных гармонических составляющих в среде различна, то скорость распространения сигнала оказывается отличной от скоростей гармонических составляющих. Более того, можно показать, что в этом случае в реальных условиях скорость распространения сигнала всегда оказывается меньше, чем скорость распространения всех гармонических волн, образующих спектр сигнала. Зависимость скорости распространения гармонических волн от частоты (длины волны) называется *дисперсией*, и следовательно, сказанное только что можно сформулировать так: наличие дисперсии в реальных условиях всегда приводит к уменьшению скорости распространения сигнала.

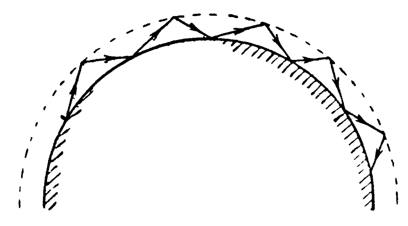


Рис. 150.

Чтобы убедиться в этом, необходимо более детально, чем это было сделано выше, рассмотреть зависимость скорости распространения гармонических волн от частоты. При этом мы по-прежнему будем пользоваться тем отмеченным выше сходством, которое существует между вынужденными колебаниями в колебательном контуре и вынужденными колебаниями электронов среды, происходя-

щими под действием распространяющейся в этой среде электромагнитной волны. Но выше мы ограничивались рассмотрением только тех случаев, когда частота волны значительно ниже или значительно выше частоты собственных колебаний электронов среды и соответственно сдвиг фаз между силой, действующей на электроны со стороны поля волны, и скоростью колебаний электронов близок либо к $+\pi/2$, либо к $-\pi/2$. Сейчас же нам необходимо рассмотреть всю зависимость скорости распространения волны от частоты волны, включая и ту область, где частота волны близка к частоте собственных колебаний электронов среды.

Как уже было отмечено, то влияние, которое оказывает среда на скорость распространения гармонических волн, зависит как от амплитуды, так и от фазы вторичной волны: чем больше амплитуда вторичной волны и чем больше ее сдвиг фаз по отношению к первичной волне, тем больше вторичная волна сдвигает фазу результирующей волны при распространении и тем сильнее изменяет ее скорость. При приближении частоты волны к собственной частоте колебаний электронов среды, вследствие явления резонанса, как и в колебательном контуре, амплитуда вынужденных колебаний электронов возрастает, но зато сдвиг фаз между первичной и вторичной волной уменьшается. Однако, как видно из сопоставления кривых резонанса для амплитуды (рис. 97) и фазы (рис. 98), при приближении к резонансу амплитуда колебаний вначале растет более резко, чем в непосредственной близости к резонансу, сдвиг же фаз, наоборот, непосредственно вблизи резонанса изменяется более резко, чем вдали от него. Вследствие этого при приближении к резонансу со стороны коротких волн (т. е. высоких частот) сначала преобладающую роль играет увеличение амплитуды вторичной волны, и скорость распространения волны в среде v все больше и больше превосходит скорость в вакууме c (рис. 151). Но при дальнейшем приближении к резонансу преобладающую роль начинает играть уменьшение сдвига фаз между приходящей и вторичной волной, и превышение скорости распространения волны в среде над скоростью в вакууме начинает уменьшаться. Когда частота волны оказывается равной частоте собственных колебаний электронов среды, амплитуда вторичной волны оказывается наибольшей, но сдвиг фаз между вторичной и приходящей волной уменьшается до нуля. Поэтому при резонансе вторичная волна не изменяет фазы результирующей волны, т. е. результи-

рующая волна распространяется в среде с такой же скоростью, как и в вакууме.

При удалении в другую сторону от резонанса (в сторону длинных волн) сдвиг фаз между вторичной и прихо-

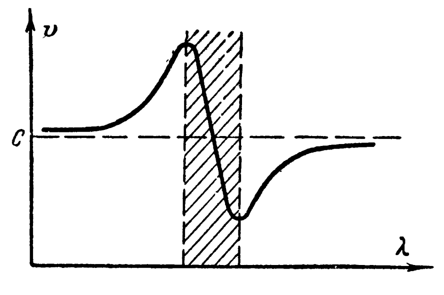


Рис. 151.

дящей волной меняет свой знак на обратный, и скорость распространения волны в среде начинает изменяться в другую сторону — она оказывается меньше скорости распространения в вакууме. Но по тем же причинам, как и со стороны коротких волн, это уменьшение скорости распространения по мере перехода к более длинным волнам происходит только в непосредственной близости к резонансу, а затем влияние вторичной волны начинает уменьшаться и скорость распространения в среде снова приближается к скорости в вакууме.

Изображающая этот ход зависимости скорости распространения гармонической волны от частоты кривая дисперсии (рис. 151) охватывает оба рассмотренных выше случая — распространения радиоволн в тропосфере и в ионосфере. Длины радиоволн больше тем длин волн, которым соответствуют собственные колебания электронов в молекулах газа, образующих атмосферу, т. е. радиоволны лежат в области кривой дисперсии, расположенной справа от резонанса, и скорость распространения радиоволн в тропосфере оказывается меньше, чем в вакууме. С другой стороны, длины радиоволн короче той длины волны, которой соответствуют собственные частоты колебаний свободных электронов в ионосфере (эту частоту, как указывалось выше, мы должны считать равной нулю, а значит, длину волны бесконечно большой), т. е. радиоволны лежат в области, расположенной слева от резонанса, и скорость распространения радиоволн в ионосфере больше, чем скорость в вакууме. Но и в той, и другой области, если исключить

заштрихованный участок, непосредственно примыкающий к резонансу, скорость распространения волн в среде увеличивается в сторону длинных волн (обе ветви кривой поднимаются в сторону длинных волн). Такая зависимость скорости распространения от длины волны называется нормальной дисперсией.

Только непосредственно вблизи резонанса (в заштрихованном участке) скорость распространения уменьшается с ростом длины волны. Такая зависимость скорости распространения от длины волны называется аномальной дисперсией.

Однако вблизи резонанса амплитуды вынужденных колебаний электронов очень велики, и поэтому почти вся энергия приходящей волны расходуется на поддержание этих вынужденных колебаний, т. е. на компенсацию тех потерь энергии, которые происходят при колебаниях электронов в среде (расходуемая энергия превращается в тепло). А это значит, что в области резонанса происходит очень сильное поглощение энергии волны средой, вследствие чего волна очень быстро затухает при распространении. Поэтому практически волна не может распространяться в среде, если частота волны соответствует области аномальной дисперсии. Сказанное справедливо и для случая распространения радиоволн в ионосфере. Так как частота собственных колебаний свободных электронов в ионосфере равна нулю, то резонанс в этом случае, конечно, не имеет места. Но «приближение к резонансу» для этого случая означает, что частота волны становится очень низкой. При этом амплитуды вынужденных колебаний электронов должны резко возрасти, вследствие чего происходят очень частые соударения электронов с ионами, вызывающие сильное поглощение энергии волны. Следовательно, и в этом случае «приближение к резонансу» сопряжено с резким увеличением поглощения и волны, лежащие в том участке частот, для которого имеет место аномальная дисперсия, в ионосфере практически распространяться не могут.

При наличии же нормальной дисперсии в среде скорость распространения в ней сигнала всегда меньше, чем скорость распространения гармонических волн, входящих в спектр этого сигнала. В этом нетрудно убедиться, рассмотрев сигнал, спектр которого состоит из двух гармонических волн несколько различной длины. Сигналу при этом соответствует тот общий максимум, который образуется в точке, где максимумы обоих волн совпадают (точка *0* на

рис. 152). Если обе волны распространяются в одну сторону, например вправо, но с разной скоростью, причем более длинная волна (изображена жирной линией) распространяется с большей скоростью, а более короткая (изображена тонкой линией) с меньшей скоростью, то следующий максимум более длинной волны (точка *1*) через некоторое время догонит максимум более короткой волны (точку *1'*) и в этот момент в точке *1'* образуется общий

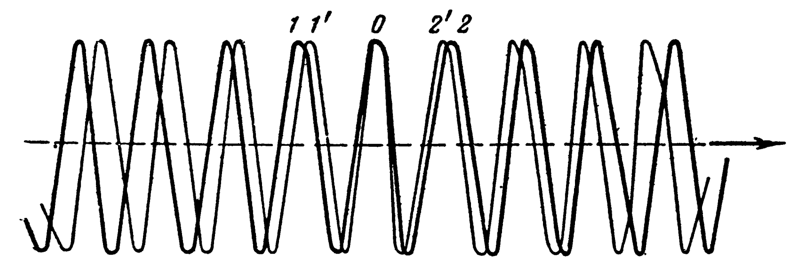


Рис. 152.

максимум двух волн. Таким образом, в то время как обе волны движутся в одном направлении, точка, соответствующая сигналу, движется по отношению к ним в обратном направлении со скоростью тем большей, чем больше разность скоростей обеих волн. В результате такого «попятного движения» точки, соответствующей сигналу, относительно обеих волн скорость распространения сигнала в пространстве оказывается меньшей, чем меньшая из скоростей распространения гармонических волн. Как легко видеть, этот результат обусловлен именно тем, что более длинная волна распространяется с большей скоростью, чем более короткая. В противном случае точка *2'* догоняла бы точку *2* и сигнал перемещался бы по отношению к обеим волнам в ту же сторону, в которую движутся волны, т. е. перемещался бы в пространстве со скоростью большей, чем скорости распространения обеих волн. Но, как мы убедились, только первый случай нормальной дисперсии имеет место в реальных условиях. Во всякой реальной среде, в том числе и в такой, в которой скорость распространения гармонических волн больше скорости в вакууме, вследствие наличия нормальной дисперсии скорость распространения сигнала в соответствии с теорией относительности оказывается меньше скорости распространения гармонических волн в вакууме.

Цена 6 р. 85 к.